

SÉRIE A, N° 1507

N° D'ORDRE :

2373

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre LACROUTE

1^{re} THÈSE. — EFFET ZEEMAN DU BROME ET DE L'IODE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le ²⁴ novembre 1934 devant la Commission d'examen

M. A. COTTON..... *Président.*

MM. EUGÈNE BLOCH.....
E. ESCLANGON..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1934

SÉRIE A, N° 1507

N° D'ORDRE :

2373

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre LACROUTE

1^{re} THÈSE. — EFFET ZEEMAN DU BROME ET DE L'IODE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le novembre 1934 devant la Commission d'examen

M. A. COTTON..... *Président.*

MM. EUGÈNE BLOCH.....
E. ESCLANGON..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1934

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, Professeur, Physique du globe.

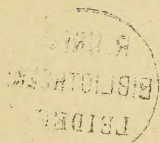
Professeurs honoraires	{	H. LE CHATELIER.	LEON BRILLOUIN.
		H. LEBESGUE.	GOURSAT.
		A. FERNBACH.	WALLERANT.
		A. LEDUC.	GUILLET.
		Emile PICARD.	PÉCHARD.
		Rémy PERRIER.	FREUNDLER.

PROFESSEURS

P. JANET.....	T Électrotechnique générale.	G. BRUHAT.....	Physique.
G. BERTRAND.....	T Chimie biologique.	E. DARMOIS.....	Physique.
Mme P. CURIE ..	T Physique générale.	A. DEBIERNE.....	Radioactivité.
M. CAULLERY.....	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	A. DUFOUR.....	T Physique (P. C. N.).
		L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
G. URBAIN.....	T Chimie générale.	A. GUILLIERMOND.	T Botanique (P. C. N.).
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathém.	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
		L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
L. MARCHIS.....	T Aviation.	ROBERT-LÉVY.....	Zoologie.
Jean PERRIN.....	T Chimie physique.	H. MOUTON.....	Chimie physique.
H. ABRAHAM.....	T Physique.	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.		
M. MOLLIARD.....	T Physiologie végétale.	Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.
L. LAPICQUE.....	T Physiologie générale.		
E. VESSIOT.....	T Théorie des fonctions et théorie des transformations.	Ch. JACOB.....	T Géologie.
		P. PASCAL.....	T Chimie minérale.
A. COTTON.....	T Physique.	M. FRÉCHET.....	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure.		
Charles FABRY....	T Physique.	E. ESCLANGON....	T Astronomie.
Charles PÉREZ. .	T Zoologie.	M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organique.
Léon BERTRAND ..	T Géologie structurale et géologie appliquée.	H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
É. BLAISE.....	T Chimie organique.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
R. LESPIEAU.....	T Théories chimiques.		
P. PORTIER.....	T Physiologie comparée.	PAUTEENIER.....	Physique (P. C. N.).
E. RABAUD.....	T Biologie expérimentale.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
P.-A. DANGEARD..	T Botanique.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
V. AUGER.....	T Chimie appliquée.	P. JOB.....	Chimie générale.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Paul MONTEL.....	T Mécanique rationnelle.	PRENANT.....	Zoologie.
P. WINTREBERT..	T Anatomie et histologie comparées.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM ..	T Botanique.	BOHN.....	Zoologie (P. C. N.).
O. DUBOSQ.....	T Biologie maritime.	COMBES.....	Sciences natur. (P. C. N.).
G. JULIA.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	GARNIER.....	Calcul différentiel.
		PÉRÉS.....	Mécanique des fluides.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. N.).
A. MICHEL-LÉVY.	Pétrographie.	LAUGIER.....	Physiologie générale.
H. BÉNARD.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
		M. CURIE.....	Physique (P. C. N.).
A. DENJOY.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
		CHAZY.....	Mécanique rationnelle.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	GAULT.....	Chimie (P. C. N.).
Eugène BLOCH....	T Physique théorique et physique céleste.	CROZE.....	Physique.
		DUPONT.....	Chimie (P. C. N.).
		LANQUINE.....	Géologie.

A MONSIEUR EUGÈNE BLOCH

En témoignage de sincère reconnaissance.





Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MES PARENTS

A MA FEMME

EFFET ZEEMAN DU BROME ET DE L'IODE

par PIERRE LACROUTE

INTRODUCTION

La connaissance des spectres atomiques a beaucoup progressé depuis quelques années, mais certains spectres compliqués restent assez mal connus. C'est le cas des spectres des halogènes, particulièrement les spectres d'étincelle des éléments les plus lourds ; le brome et l'iode. On doit s'attendre à trouver des multiplets fort élargis, des familles de termes enchevêtrées, les règles d'intensité et de sélection doivent être modifiées ou abrogées.

L'analyse de ces spectres était attrayante car on pouvait espérer suivre l'évolution des propriétés des termes depuis des spectres normaux jusqu'à des spectres très anormaux. De plus, l'iode a une très grosse structure hyperfine, l'analyse de sa structure fine doit faciliter l'étude des coefficients de couplage du noyau avec les électrons, coefficients dont les lois sont encore assez mal connues, surtout quand les couplages des électrons entre eux sont très anormaux.

Nous nous sommes surtout proposé d'étudier les spectres de Br II et de I II. Quand nous avons commencé notre travail, les longueurs d'onde des raies de ces spectres étudiés par de nombreux auteurs étaient assez bien connues jusqu'à $2\,250\text{ \AA}$. Nous avons complété cette étude du côté des petites longueurs d'onde.

L'analyse de ces spectres n'était pratiquement pas commencée. Il était indispensable pour effectuer une classification sérieuse et suivre les anomalies de valeur de g , d'étudier l'effet Zeeman. Nous avons été conduit à employer pour obtenir des sources de grand éclat une méthode nouvelle, l'excitation en haute fréquence.

Nous avons divisé l'exposé de ces recherches en cinq chapitres; les trois premiers concernent les mesures de longueur d'onde, la production et la mesure des effets Zeeman; les deux derniers montrent l'emploi qu'il a été possible de faire des effets Zeeman et apportent une contribution à la classification des spectres du brome et de l'iode.

Nous ne reproduirons pas une liste des mémoires concernant les spectres du brome et de l'iode; des bibliographies très complètes ont paru récemment (¹), nous citerons simplement au cours du texte les mémoires dont nous avons eu à utiliser les résultats.

(¹) KATSER et KONEN, *Handbuch der Spectroscopie*, t. VI et VII.

CHAPITRE PREMIER

Mesures de longueurs d'onde dans la région de Schumann.

Montage expérimental. — On a employé un spectrographe à vide muni d'un réseau concave de 1 m. de rayon, de 571 traits au millimètre, utilisé en montage normal. La dispersion obtenue est de 18 Å. par millimètre. Cet appareil est en service au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale supérieure depuis 1926 et il a déjà été décrit en détail ⁽¹⁾.

Pour mesurer des longueurs d'onde supérieures à 1250 Å., on peut opérer en séparant le spectrographe et la source de lumière avec une fenêtre de fluorine placée devant la fente.

Pour effectuer des mesures au-dessous de 1250 Å., on ne peut mettre de fenêtre. Il est nécessaire alors de pomper en permanence dans le spectrographe pour éviter que les vapeurs de brome et d'iode abîment le réseau ou absorbent la lumière. Le vide obtenu dans le spectrographe avec ou sans fenêtre ne semblait pas différent; des feuilles de cuivre placées près de la fente dans le spectrographe n'ont pas été ternies; l'aspect et les propriétés optiques du réseau ne semblent en rien avoir été modifiés.

La source de lumière est constituée par un tube en pyrex de 50 cm. de long et de 4 cm. de diamètre placé devant la

⁽¹⁾ L. et E. BLOCH, *Rev. opt.*, 5 (1926) p. 63.

fente. Le tube porte un enroulement de 10 à 15 spires de gros fil de cuivre parcourues par le courant de décharge d'une batterie de condensateurs. Un transformateur chargé à 30 000 volts environ la batterie de condensateurs et un éclateur à boule placé en série avec l'enroulement permet de contrôler la décharge.

Les vapeurs de brome ou d'iode s'illuminent brillamment dans le tube quand la pression est convenable; on produisait ces vapeurs dans le tube par décomposition sous l'effet de la décharge elle-même d'une petite quantité de bromure, ou d'iodure de sodium sec introduite au début. MM. L. et E. Bloch ont utilisé ce procédé et en ont décrit les avantages en détail à propos de l'étude des spectres du brome et de l'iode, mais effectuée dans un domaine de plus grande longueur d'onde ⁽¹⁾.

Afin de trier les raies des divers ordres d'excitation on modifie les conditions de la décharge. On peut agir sur la pression de vapeur dans le tube en pompant à travers un robinet plus ou moins ouvert; quand la pression diminue, on obtient les raies émises par des atomes plus ionisés. On peut diminuer l'intensité de l'excitation soit en rapprochant les boules de l'éclateur, soit en introduisant des sels de quelques spires en série avec l'enroulement du tube. Tous ces procédés ont été utilisés concurremment. Je n'ai pas pu, comme l'ont fait MM. L. et E. Bloch distinguer les raies des divers ordres par leur longueur sur les clichés; si en effet le montage du réseau lui-même est à peu près stigmatique, je ne pouvais pas projeter une image de la source sur la fente. J'ai dû me contenter de comparer les intensités relatives des raies sur des clichés pris à excitation croissante. L'attribution des raies à un spectre donné est ainsi moins certaine surtout en ce qui concerne les raies faibles. Le fonctionne-

(1) *Ann. de Phys.*, 7 (1926), p. 206; 8 (1927), p. 397; 9 (1928), p. 554; 11 (1929), p. 141.

ment des tubes a été décrit par MM. L. et E. Bloch et nous n'y reviendrons pas.

Au dépouillement les spectres obtenus contenaient avec les raies du brome beaucoup de raies du carbone, quelques raies de l'oxygène et de l'hydrogène.

Les spectres de l'iode, obtenus avec des poses plus courtes que pour le brome grâce à l'éclat plus grand des tubes, sont beaucoup plus purs. Les spectres de I II et I III apparaissent avec des excitations respectivement moindres que celles nécessaires pour les spectres de Br II et Br III.

Mesure des longueurs d'onde. — J'ai pointé toutes les raies sur plusieurs clichés, souvent dans le premier et le second ordre du réseau. Il suffit d'utiliser des formules d'interpolation linéaire en faisant toutefois quelques corrections graphiques lorsque les intervalles entre les étalons sont un peu grands.

Les raies du carbone n'ont jamais manqué sur les clichés et j'ai pu les prendre comme étalons. Dans le cas du brome j'ai aussi utilisé des raies de l'oxygène. Les longueurs d'onde utilisées ont été prises dans les listes publiées par Bowen et Millikan ⁽¹⁾ ⁽²⁾, Bowen ⁽³⁾ et Edlen ⁽⁴⁾.

La précision avec laquelle sont connus les étalons est bien meilleure que celle de mes pointés. Je ne peux prétendre à une précision absolue supérieure à 0,1 Å. ou 0,2 Å., mais le chiffre des centièmes d'angström garde un sens pour la comparaison des raies voisines.

Résultats. — *Brome.* — La liste des raies obtenues est publiée dans le tableau I, elle est limitée du côté des grandes

(1) BOWEN et MILLIKAN, *Phys. Rev.*, 26 (1925), p. 310.

(2) BOWEN et MILLIKAN, *Phys. Rev.*, 28 (1926), p. 444.

(3) BOWEN, *Phys. Rev.*, 29 (1927), p. 231.

(4) EDLEN, *Zeits. f. Phys.*, 85 (1933), p. 85.

longueurs d'onde à $2280 \text{ \AA}$., longueur d'onde au-dessus de laquelle je n'ai pas observé de raies nouvelles complétant les résultats plus précis obtenus par MM. L. et E. Bloch. Les intensités notées pour chaque raie sont les intensités obtenues quand les conditions de la décharge favorisaient surtout l'apparition du spectre auquel on a attribué la raie. Dans la troisième colonne on a noté les attributions; quand il y a doute, on inscrit par exemple II-III si on estime qu'il s'agit du spectre de Br II plutôt que du spectre de Br III, III-II dans le cas contraire. Les points d'interrogation, indiquent un doute portant sur le signe qui les précède immédiatement: II? indique un doute sur l'attribution au spectre de Br II; ? II indique un doute sur l'attribution au brome mais pas sur l'attribution au spectre de Br II s'il s'agit bien d'une raie du brome. Les attributions sont souvent délicates; en effet pour obtenir de la lumière avec des excitations faibles il fallait une pression de brome relativement forte, on constatait alors que le spectre s'étendait moins loin du côté des petites longueurs d'onde et semblait subir un affaiblissement d'ensemble sur une zone assez large au-dessus de $1600 \text{ \AA}$.. Peut-être ces phénomènes sont-ils dus simplement au fait que les spectres du brome peu excité (Br I et Br II) sont peu riches dans ces régions? Mais il semble bien qu'il y ait aussi une absorption entre la partie lumineuse du tube et la fente; une absorption du brome s'étendant entre $1580 \text{ \AA}$., et $1700 \text{ \AA}$., a du reste été signalée par H. Cordes et H. Sponer ⁽¹⁾. Il est possible qu'au-dessous de $800 \text{ \AA}$., et entre $1600 \text{ \AA}$., et $2100 \text{ \AA}$., on ait classé dans un spectre des raies qui appartiendraient en réalité à un spectre d'excitation moins élevée et dont le renforcement à forte excitation et faible pression ne serait dû qu'à la disparition d'une absorption.

(¹) *Zeits. f. Phys.*, 63 (1930), p. 334.

On n'observe pas avec sécurité des étages d'ionisation supérieurs à celui de Br III, cependant il n'est pas impossible, surtout du côté des très petites longueurs d'onde, que certaines raies attribuées à Br III, appartiennent en réalité à un état d'ionisation plus élevée.

Deux auteurs avaient déjà publié des listes de longueurs d'onde du brome dans le domaine où j'ai opéré. Turner ⁽¹⁾ avait recherché les raies d'arc entre 1230 Å. et 1633 Å. : les raies les plus intenses qu'il signale se retrouvent sur mes clichés et sont bien des raies d'arc. Certaines raies ne se retrouvent pas, d'autres retrouvées sur mes clichés sont attribuées à des spectres d'étincelle, d'autres ont été éliminées comme raies d'impuretés grâce à la documentation actuelle, plus complète qu'en 1926. Les mesures de Turner, pas très précises, sont en accord avec les miennes.

Vaudet ⁽²⁾ a opéré dans les mêmes conditions que les miennes, mais seulement entre 1300 Å. et 2250 Å. et sans faire aucune tentative pour trier les raies des divers spectres. Mes spectres sont tantôt plus riches, tantôt moins riches que les siens ; une partie des raies qu'il signale seul est certainement due à des impuretés, du mercure notamment. L'accord des longueurs d'onde est assez décevant, bon pour certaines raies, l'écart est de quelques centièmes d'angstrœm, il est très médiocre pour d'autres raies.

On a noté par V. T. ou B. les raies déjà signalées respectivement par Vaudet, Turner et L. et E. Bloch.

⁽¹⁾ *Phys. Rev.*, 27 (1926), p. 397.

⁽²⁾ Diplôme d'études supérieures de Physique, Paris, n° 324 (1927).

TABLEAU I. — *Liste de longueurs d'onde du brome.*

<i>i</i>	λ	Observations	<i>i</i>	λ	Observations
0	649,39	III	2	1208,65	II III
0	665,07	III	2	1228,03	II
00	676,89	III	0	1229,9	II
0	682,76	III	0	1232,41	II
1	683,35	III	0	1251,70	? II
0	718,20	III	6	1253,24	II
1	735,99	III	1	1263,24	? II ?
3	745,17	III	4	1270,27	? II ?
0	761,77	III	1	1275,71	I-II
3	769,46	III	4	1279,00	I-II
2	793,98	III	4	1280,27	I II
1	800,93	III	4	1294,42	III
3	802,51	III	20	1295,66	III
8	817,69	III	4	1299,87	III
8	819,68	III	10	1308,46	III
2	839,01	? I II	2	1309,62	III
8	841,43	III	10	1313,28	? III
2	843,84	I II	10	1317,43	II
1	850,93	II ?	10	1325,38	III-II V.
1	856,18	II ?	15	1328,10	? III ? V.
4	889,38	II	10	1330,55	? III ?
0	896,62	II III	3	1351,53	? II
8	900,28	III	5	1356,73	III-II
3	911,77	II	3	1357,91	III-II
8	918,81	III	3	1360,19	III
8	920,92	III ?	7	1368,03	III-II V.
8	922,45	III ?	4	1372,72	II V.
10	939,60	III-II	00	1375,80	III
10	949,10	II III	8	1377,89	III V
15	985,00	III	4	1384,50	I V. T.
6	987,66	II	6	1387,12	II V.
8	1005,50	II	4	1402,01	II V.
4	1008,72	III	4	1410,10	II V. T.
10	1012,10	II	5	1411,29	II V. T.
15	1015,42	II	2	1419,77	II-I
2	1029,82	II	3	1428,04	II
10	1040,92	II	3	1435,99	I
8	1043,40	II	6	1449,80	I V. T.
5	1048,94	II	8	1488,40	I
1	1053,80	III ?	7	1506,71	? II-III V. ?
5	1056,60	II	7	1517,66	? II-III V.
10	1064,64	II	00	1527,46	? I V. floue
15	1071,72	II	8	1531,74	I V. T.
1	1078,52	? II-III	10	1540,59	I V. T.
0	1082,85	? II	00	1543,22	II-III V.
3	1138,76	III	0	1544,91	? I V.
5	1159,09	III	00	1547,62	? I V.
10	1173,51	? II	8	1574,86	I V. T.
4	1185,69	II	10	1576,36	I V. T.
0	1191,75	II	0	1580,82	I ? V.

<i>i</i>	λ	Observations	<i>i</i>	λ	Observations
8	1582,37	I V. T.	00	1976,80	III
1	1588,60	II V.	00	1980,60	II ?
0	1591,32	? I V.	0	1994,28	III
3	1592,90	? I V. ?	00	2002,81	III
3	1597,26	? I V.	00	2021,37	III V.
3	1599,46	? I V.	00	2034,70	III
2	1607,70	? I	00	2050,81	III ? V.
0	1611,33	? I V.	1	2083,94	II V.
2	1613,51	? I	0	2119,19	III V.
0	166,90	? II ? V.	1	2121,63	II V.
3	1630,67	? I V.	0	2134,12	III-II V.
15	1633,48	I V. T.	00	2136,89	II V.
2	1635,52	II III floue	1	2139,8	II V. floue
2	1671,17	I-II V	00	2144,32	III ? V.
00	1677,10	III V.	00	2149,29	III ? V.
8	1712,43	? II ? V.	0	2160,76	III V.
0	1718,65	III	1	2173,75	III V.
2	1724,8	? II floue	1	2174,60	III
8	1729,88	1 ? V. floue	1	2177,71	I-II V.
00	1736,31	II Y.	0	2180,36	II V.
00	1738,00	II V.	0	2181,30	II V.
00	1745,43	II	00	2190,60	II-III V.
00	1771,57	III ? V.	0	2200,66	III II V.
2	1776,50	III-II	0	2205,26	III-II
1	1802,88	III V.	0	2207,87	II V.
00	1804,93	II V.	0	2212,58	II
0	1806,12	II V.	00	2233,25	?
0	1807,46	II	0	2235,20	?
0	1823,78	III V.	0	2238,21	II V.
3	1830,54	II V.	00	2243,74	II V.
00	1839,02	III V.	00	2246,66	II V.
00	1843,93	III V.	00	2249,97	II
00	1851,17	III V.	1	2253,98	III V. B.
0	1884,61	III-II V.	0	2257,89	III
00	1889,36	III V.	2	2262,29	III V. B.
0	188,13	III-II V.	00	2266,42	?
1	1921,39	II V.	00	2271,05	II V. B.
0	1922,89	II V.	00	2273,52	II
2	1923,32	II V.	00	2279,03	III
1	1925,13	II V.	00	2280,03	III
00	1954,80	III	00	2281,26	III V.
00	1961,26	III			

Iode. — La liste des raies obtenues figure dans le tableau II, elle est limitée du côté des grandes longueurs d'onde à 2258 Å., au-dessus de cette longueur d'onde on n'a pas obtenu de raies nouvelles. Les conventions sont les mêmes que pour la liste du brome, les spectres sont beau-

TABLEAU II. — *Liste des longueurs d'onde de l'iode.*

<i>i</i>	λ	Observations	<i>i</i>	λ	Observations
0	766,22	II	0	905,99	II ?
00	766,82	III ?	2	908,25	II
00	771,86	III ?	00	910,58	II
1	773,77	III	1	912,12	II
0	775,42	II	0	914,91	II
00	776,54	III ?	2	919,44	III
00	779,38	III ?	1	920,58	II
00	782,77	III ?	1	922,96	II
00	783,37	III ?	1	926,17	II double
00	785,21	III ?	1	927,65	III double
00	786,42	III	1	930,20	II
00	789,33	II	2	938,01	II
00	792,61	II	1	939,34	II
00	793,38	III ?	00	941,34	III ? floue
0	796,01	III ?	00	947,30	III ?
0	802,40	III ?	00	951,92	III ?
00	804,71	III ?	3	953,99	III
00	805,50	III ?	0	956,98	II-III
1	806,44	III	2	957,76	II
00	807,15	III ?	00	959,78	II
00	811,43	II-III	4	961,34	III
00	813,27	II III	2	964,24	II
0	817,14	II-III	00	967,65	II-III
00	821,11	III ?	2	973,37	III
00	823,03	III ?	0	988,67	II
1	824,29	II-III	3	993,54	III
0	827,78	III	3	994,75	II
0	841,44	II-III	2	995,68	III
00	842,55	III ?	3	999,05	III
00	846,86	III ?	1	1001,71	II
0	848,32	II-III	1	1003,51	II
0	849,78	II III	4	1003,77	III
1	859,80	III	3	1016,07	III
3	861,45	II	2	1016,42	II
00	863,86	III ?	2	1018,29	II
2	864,55	II	1	1019,33	II-III
1	866,29	III	00	1023,65	II
0	867,36	II-III	1	1025,97	II
00	870,48	II ?	0	1030,01	II
0	872,37	II	1	1031,92	III
0	873,60	II	1	1034,62	II
00	880,33	II	00	1041,20	III
0	882,33	II ?	00	1046,29	III double
0	882,72	II ?	00	1048,77	III
0	885,16	II ?	0	1053,57	III
0	885,76	II ?	1	1054,66	II
1	891,51	III	1	1064,94	II
2	893,35	II	1	1066,08	II
2	894,71	II	1	1067,22	II
1	898,47	II	2	1075,18	II

<i>i</i>	λ	Observations	<i>i</i>	λ	Observations
8	1076,36	III	00	1239,96	II ?
6	1078,58	III	1	1242,12	III
3	1081,15	III	4	1244,66	III
00	1082,49	II	4	1250,50	II
00	1083,34	III ?	8	1252,35	III
2	1084,25	III	0	1252,58	II
0	1085,30	II	0	1259,32	II-III T.
2	1089,70	II	2	1261,71	III
8	1090,22	III	2	1262,95	III
8	1094,20	III	2	1274,18	III-IV
2 et 8	1099,23	II et III	5	1275,48	II T.
2	1102,23	III	3	1277,10	II ? T.
1	1103,48	II	0	1278,70	III
3	1104,88	II	0	1280,15	II
00	1109,88	III	2	1281,61	III
2	1111,10	II	8	1285,87	II T.
00	1115,68	III	2	1289,37	III T.
1	1117,13	II	4	1296,39	II-I T.
1	1120,14	III	8	1298,90	III
3	1125,16	II-I	2	1300,25	? III T.
2	1128,95	III	0	1302,34	II-III
2	1131,16	II	5	1306,93	III
4	1135,28	III	6	1314,67	III
4	1139,66	II	1	1332,67	
00	1150,52	III ?	5	1336,45	II-III
2	1154,59	II	3	1339,01	II-III
2	1156,17	III	0	1340,27	II-III T.
1	1159,73	II	2	1352,32	II-I T.
5	1160,48	II	10	1354,13	II-I T.
1	1161,48	? II	0	1363,10	III ?
2	1164,97	III	0	1365,75	III
6	1166,37	II	3	1380,48	II
10	1168,79	III	00	1381,75	III
3	1178,55	II	0	1383,13	II T.
2	1181,55	III	00	1384,78	? III double
1	1184,07	II	1	1389,93	III
3	1187,25	II	0	1390,79	II T.
2	1189,55	III	10	1403,27	III
2	1190,73	II	1	1406,16	II-III
0	1194,18	III	0	1409,46	Bande ?
3	1198,77	II	1	1412,34	III
2	1199,59	II	10	1415,30	II
2	1200,58	III	1	1418,59	II
4	1205,84	II	0	1421,45	II T.
0	1207,11	III ?	2	1425,53	I-II T.
0	1212,62	II	0	1431,53	II
0	1218,21	III ?	1	1435,84	Bande
4	1220,81	II	1	1440,94	III
0	1223,53	III	0	1446,03	II
1	1230,16	II	3	1453,81	III-IV
0	1231,52	II ?	0	1456,47	? III
1	1232,95	II	4	1457,48	II-III T.
10	1233,97	II T.	4	1458,02	III-II T.

i	λ	Observations	i	λ	Observations
1	1459,01	II T.	0	1703,55	III
3	1460,94	III	1	1705,37	Bande
3	1463,29	II	0	1706,75	II
4	1466,63	I-II T.	3	1712,53	Bande
0	1467,28	? III	3	1714,99	II
3	1470,83	III	2	1717,25	I
2	1481,46	II	3	1719,23	III
1	1485,71	II T.	1	1724,25	Bande
20	1490,09	III	5	1725,34	II
2	1492,76	I T	3	1729,55	Bande
0	1492,81	II	6	1730,46	II
0	1493,08	Bande ?	0	1740,82	III-II
00	1504,54	II ?	2	1741,84	III-II
3	1506,97	II T.	2	1745,46	II
1	1510,16	Bande	1	1747,65	Bande
2	1513,96	III	4	1753,20	II
4	1514,51	II T.	0	1755,36	III II
3	1517,87	II	0	1757,70	III-II
2	1522,35	III	4	1765,24	II
1	1526,8	Bande T.	3	1772,01	II
1	1534,86	II	1	1775,16	Bande
3	1542,46	Bande	1	1776,96	II floue
1	1553,52	II	0	1782,04	I T.
0	1555,03	III ?	5	1784,42	III
5	1569,19	II-III	3	1788,52	II
2	1576,98	Bande	1	1791,17	II
5	1580,57	II	4	1792,67	Bande
4	1582,63	I	0	1795,87	III-II
5	1593,58	I T	4	1799,23	II
0	1594,90	III	4	1799,87	I T.
3	1597,65	Bande	0	1807,19	II
1	1607,66	II	3	1811,18	Bande
6	1617,71	I T	1	1814,57	III II
1	1620,76	II	1	1816,61	II
3	1625,34	II	1	1822,72	I
3 et 7	1630,52	Bande et II	0	1825,81	III-II
0	1633,61	? I	0	1828,53	III II
2	1636,69	II	15	1830,49	I T. L.
0	1639,05	II ? T	10	1841,56	I T. L.
8	1640,81	I T.	5	1850,32	II
8	1642,13	I T.	1	1855,44	III
1	1647,36	Bande ?	0	1860,3	Bande
00	1648,34	II ? floue	8	1863,06	II L.
3	1653,3	Bande	8	1868,89	II
3	1664,24	II	4	1872,34	II
0	1669,86	Bande ?	8	1874,06	II L.
0	1675,23	II T.	5	1876,56	I T. L.
4	1678,28	II	4	"	II ?
6	1682,57	II	2	1878,67	Bande
1	1685,13	II III	6	1882,08	II L.
2	1690,61	III-II	6	1895,04	II L.
4	1695,56	II	6	1896,97	II L.
6	1702,09	I T.	4	1905,02	III L.

<i>i</i>	λ	Observations	<i>i</i>	λ	Observations
3	1911,43	II	3	2087,60	III
7	1914,81	II L.	1	2092,04	II
5	1931,76	II-III L.	1	2093,05	II
5	1932,93	II L.	3	2094,56	III
1	1937,97	II L.	3	2097,55	III
1	1938,89	II L.	1	2105,05	II
1	1939,75	III-II L.	1	2105,87	II
1	1940,66	III II L.	3	2106,76	III
1	1941,06	III-II L.	3	2107,68	III
2	1944,76	II L.	3	2110,49	III
0	1947,11	III II	1	2115,61	II
0	1950,02	III-II	0	2117,84	II
1	1954,86	II L.	0	2120,66	I-II
1	1957,22	II L.	3	2122,95	II
2	1961,04	II floue	0	2126,21	II
0	1961,47	II L.	0	2126,94	III
8	1971,70	II L.	0	2134,54	II
1	1974,68	III-II L.	0	2136,71	II
6	1978,66	III floue	0	2142,01	II
2	1978,88	II L.	0	2148,07	III
3	1980,80	II	1	2150,88	II
0	1981,64	III II L.	0	2151,94	III
2	1982,47	III-II L.	1	2152,93	III
0	1985,07	II L.	0	2154,61	III
0	1998,13	III-II L.	00	2155,42	III
0	1999,06	III-II L.	0	2158,75	III
1	2005,89	II L.	7	2169,59	II floue
2	2015,86	III floue L.	2	2172,93	II
0	2018,95	II	1	2180,12	III
2	2022,82	III	4	2183,27	III
7	2023,80	II-I	0	2193,09	III
0	2027,47	I	00	2197,53	II
0	2028,43	III II	3	2204,12	III
0	2030,49	III-II	0	2211,07	II
0	2033,02	II	0	2211,96	II
0	2033,46	II ?	0	2215,03	III-II
7	2034,86	I-II	0	2218,02	II
0	2036,66	II	2	2220,64	III
1	2038,64	II	2	2224,55	III B.
3	2042,05	I-II	4	2255,27	III B.
8	2049,45	II	10	2229,97	II E.
3	2054,36	III	3	2238,81	III B.
3	2054,47	II	3	2240,14	II B.
30	2062,38	I T.	0	2245,27	II floue
3	2069,24	III	7	2250,03	III B.
2	2075,59	III	0	2257,40	II
5	2081,29	III	0	2258,28	II

coup plus riches, les attributions sont plus aisées et plus sûres. Il est possible que quelques raies notées III ? soient des raies de I IV.

Avec l'iode comme avec le brome on observe pour des excitations faibles et des pressions fortes un affaiblissement d'ensemble du spectre au-dessous de $900 \text{ \AA}$. et entre $1900 \text{ \AA}$. et $2100 \text{ \AA}$. On doit faire les mêmes remarques que pour le brome, mais s'il y a une absorption, elle ne correspond pas aux bandes d'absorption signalées entre $1730 \text{ \AA}$ et $1950 \text{ \AA}$. par H. Sponer et H. Watson ⁽¹⁾.

Turner ⁽²⁾ a recherché les raies d'arc de l'iode entre $1230 \text{ \AA}$. et $2062 \text{ \AA}$. Les raies les plus intenses se retrouvent et sont bien des raies d'arc, mais comme dans le cas du brome, certaines raies ne se retrouvent pas, d'autres sont des raies d'étincelles. J'ai obtenu notamment les quatre raies d'arc mesurées avec précision par S. Millikan et A. Turner ⁽³⁾; $2062,25 \text{ \AA}$; $1876,40 \text{ \AA}$; $1844,39 \text{ \AA}$; $1830,32 \text{ \AA}$. Mes mesures sont plus fortes de $0,13 \text{ \AA}$. à $0,17 \text{ \AA}$. Il y a un déplacement général du spectre dans les mesures de ces auteurs ou les miennes. J'ai conservé mes mesures bien qu'elles soient en principe moins précises parce que le voisinage de la raie $1931,027 \text{ \AA}$. du carbone qui est un bon étalon et qui est venue en même temps que les raies de l'iode sur mes clichés semble exclure un déplacement d'ensemble en ce qui me concerne et, parce que mes mesures de longueur d'onde des raies voisines de $1000 \text{ \AA}$. concordent dans le premier et le second ordre. Ludlam et West ⁽⁴⁾ ont publié une liste de raies d'étincelles je retrouve les raies que ces auteurs signalent, mais avec une précision meilleure.

J'ai noté par T. L. et B. les raies déjà signalées respectivement par Turner, Ludlam et West, L. et E. Bloch.

En même temps que le spectre d'arc de l'iode on observe

⁽¹⁾ *Zeits. f. Phys.*, 56 (1929), p. 184.

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, 27 (1926), p. 397.

⁽³⁾ *Phys. Rev.*, 25 (1925), p. 886.

⁽⁴⁾ *Proc. Edimb.*, 44 (1924), p. 185.

des bandes d'émission entre $1\,400\text{ \AA.}$ et $1\,900\text{ \AA.}$; ces bandes sont dégradées vers le rouge, leurs têtes sont assez nettes et leurs longueurs d'onde ne semblent pas avoir été signalées jusqu'ici.

L'analyse de ces bandes n'a pu être faite complètement, les résultats ne sont pas assez abondants. On retrouve fréquemment les différences de nombres d'onde qui existent entre les niveaux de vibration de l'état fondamental de la molécule d'iode; il s'agit donc bien de bandes de l'iode. L'allure de ces bandes montre qu'elles ne sont pas dues à un phénomène de fluorescence analogue à ceux signalés par Mac Lennan ⁽¹⁾ et par Asagoe ⁽²⁾. Il s'agit donc de bandes d'émission; mais elles ne correspondent pas, comme celles signalées jusqu'ici, à la raie de résonnance de l'iode, car elles ne rentrent pas dans le schéma de H. Sponer et H. Watson. Il semble que ces bandes sont dues à des transitions entre deux états électroniques plus excités que l'état supérieur des bandes de Sponer et Watson et l'état fondamental de la molécule d'iode.

Conclusion. — Nous verrons plus loin que ces mesures vérifient les classifications des spectres d'arc du brome et de l'iode. J'ai pu utiliser les mesures relatives à l'iode pour classer une partie du spectre de I II; ceci m'a permis de constater que la précision des mesures atteignait bien la précision espérée et que les attributions aux différents spectres, bien qu'un peu incertaines, pouvaient être utilisées et méritaient quelque crédit.

(1) *Proc. Roy. Soc. A* **88** (1913), p. 289; **91** (1915), p. 23.

(2) *Sc. Rep. University Tokio*, **2** (1934), p. 9.

CHAPITRE II

Etude expérimentale de l'effet Zeeman.

I. — Montage spectrographique. — *Montage du réseau.*
Nous disposons d'un grand réseau concave de Rowland de 110 000 traits et de 6 m. 40 de rayon de bonne qualité et dont nous avons du reste étudié les défauts ⁽¹⁾. Nous avons

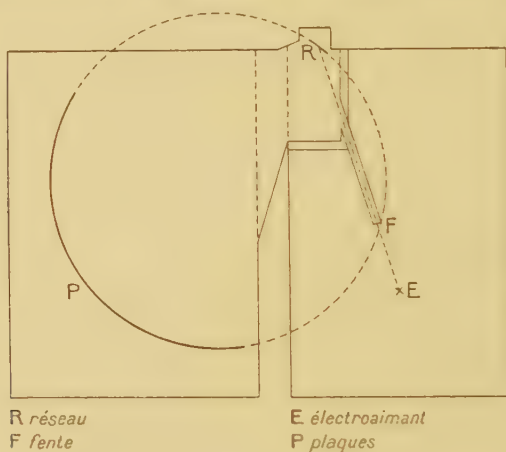


Fig. 1

utilisé le montage de Paschen pour explorer simultanément tout le spectre. Le réseau est placé dans une niche creusée dans le mur d'une première cave, la fente est sur le cercle de Rowland à 3 m. 90 du réseau. Des châssis sont installés sur le cercle de Rowland dans une deuxième cave. Le mur entre les deux caves a été percé sur une hauteur de 20 cm. et sur

(¹) *C. R.*, 194 (1932), p. 1803.

une longueur suffisante pour permettre le passage de la lumière. Le schéma ci-dessus montre l'ensemble de l'installation.

Les grands réseaux concaves sont des appareils peu lumineux, surtout s'ils sont utilisés en montage astigmatique et avec une source de petite dimension, ce qui est le cas dans l'étude du phénomène de Zeeman.

Nous avons déjà décrit ⁽¹⁾ le procédé que nous avons utilisé pour réaliser le stigmatisme et accroître la luminosité. Ce procédé consiste à projeter la source sur la fente à la manière ordinaire et à placer une lentille cylindrique à génératrices horizontales entre la fente et le réseau. Le stigmatisme réalisé n'est que grossier, mais on arrive à obtenir des spectres de 5 à 10 fois plus lumineux qu'en l'absence de lentilles.

Par interposition d'un petit prisme de Wollaston on sépare sur la fente deux images de la source, décalées en hauteur, et dont l'une correspond aux vibrations parallèles au champ magnétique, l'autre aux vibrations perpendiculaires. Le prisme de Wollaston collé au « glucose cristal » laissait passer la lumière dans l'ultra-violet lointain. En raison du stigmatisme qui n'était qu'approché, les deux sortes de polarisations ne se trouvaient pas complètement séparées sur les plaques, mais on pouvait cependant les reconnaître et éviter ainsi de faire des poses successives.

Des rails courbes épousent la forme du cercle de Rowland, ils portent des traverses graduées sur lesquelles coulisent les châssis porte-plaques. Les plaques sont de format 3 cm. $\times$ 18 cm.. Afin de ne pas allonger des poses déjà très longues on a adopté en général dans chaque région spectrale les plaques qui semblaient les plus rapides tout en permettant d'atteindre le pouvoir séparateur du réseau. Cependant on a aussi utilisé des plaques plus sensibles pour l'étude des

(1) *C. R.*, 194 (1932), p. 1803.

raies faibles bien que la grosseur de leur grain fasse perdre des détails.

Les mises au point, assez fréquentes, sont faites rapidement grâce à des petits châssis auxiliaires, qu'on peut fixer sur les châssis ordinaires et qui portent 5 plaques 0,6 cm. $\times$ 18 cm. décalées de 2 mm. en 2 mm.. En comparant ces plaques, prises dans des conditions identiques, on détermine avec aisance et rapidité la mise au point la plus correcte.

Un volet, porté par la voûte de la cave, permet de masquer une partie des plaques avant de photographier un spectre de référence.

Réglages de température. — Il est nécessaire, pour que les raies soient bonnes, qu'au cours d'une pose la température du réseau ne varie pas. Le réseau est placé dans une cave, mais l'effet des variations de température de l'air est cependant très notable. Sans intervention, il n'était pas rare de voir la température du réseau varier de 1 10° de degré en deux heures.

Soient K l'ordre dans lequel on opère, α le coefficient de dilatation du métal sur lequel est tracé le réseau, N le nombre des traits du réseau. La variation de température t qui entraîne un déplacement des raies égal au pouvoir séparateur linéaire du réseau est donnée par la relation :

$$KN\alpha t = 1$$

Le réseau est tracé sur bronze : $\alpha = 2.10^{-5}$ et $N = 110.000$. Dans le troisième ordre, pour que le déplacement des raies n'atteigne pas le quart du pouvoir séparateur il faut que la température du réseau ne varie pas de 0,04 degré, elle doit être uniforme avec la même précision. Pour les poses de l'ordre de 10 heures qui sont nécessaires, il est indispensable d'effectuer un réglage de la température.

On a entouré le réseau R d'une caisse à double paroi parcourue par le courant d'air produit par un ventilateur V. Un

thermomètre à toluène T placé dans la caisse règle le chauffage d'une grille résistante G par l'intermédiaire d'un système de relais. La figure 2 très schématique montre le dispositif adopté.

La caisse est percée de trous pour permettre le passage de la lumière, elle est portée par des tasseaux de liège et soigneusement isolée du côté de l'extérieur avec du coton floconneux et des plaques de liège. La monture du réseau repose sur le mur par l'intermédiaire de trois pieds en silice qui traversent la caisse. La traversée est rendue étanche à l'air à

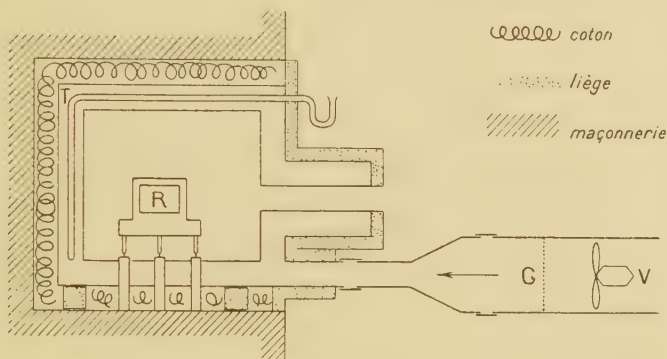


Fig. 2.

l'aide de joints en caoutchouc. Ces joints et d'autres joints placés sur la canalisation d'air évitent complètement la transmission des vibrations du ventilateur au réseau. La plus grande partie de l'air qui a traversé la caisse est rejetée dans la salle loin des régions où passe la lumière, une faible partie peut être envoyée à l'intérieur de l'enceinte sous le socle du réseau.

Le thermomètre T est constitué par un long tube en cristal mince rempli de toluène, il est courbé de façon à épouser la forme de la caisse, fermé à un bout et terminé à l'autre par deux tubes en U remplis de mercure.

Un robinet R noyé dans du mercure ferme une des branches. Un fil de platine plonge en A dans le mercure, un autre traverse la paroi et pénètre en B dans un capillaire de $1,5 \text{ mm}^2$ de section.

Quand la température s'élève, le toluène se dilate, repousse le mercure et le contact B se rompt, l'inverse se produit quand la température s'abaisse. Pour obtenir la rupture du contact à la température désirée, on fait entrer ou sortir du mercure par le robinet R qu'on ferme ensuite. Une différence de température de 100° de degré entraîne un déplacement de 1,5 mm. de mercure dans le capillaire, ce

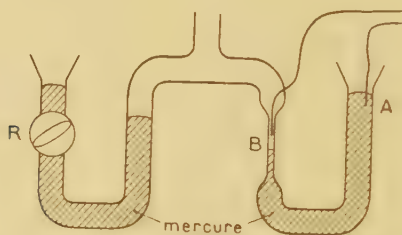


Fig. 3.

qui suffit largement pour assurer la sécurité des contacts et des ruptures tant que le mercure reste propre.

Afin de maintenir propre la surface du mercure on utilise le contact B seulement pour couper des courants faibles et sous de faibles tensions ; il faut utiliser un relais pour commander le chauffage de la grille G. On a d'abord utilisé un relais magnétique polarisé, on le faisait fonctionner avec 0,5 milliampère, sous 0,2 volt, le mercure est resté propre pendant plus d'un an, malgré de nombreuses coupures (au moins 100.000). La palette de ce relais coupait avec un contact or platine un courant de 30 milliampères sous 3 volts qui manipulait un interrupteur « serpi ». L'interrupteur « serpi » mettait en court-circuit une

résistance en série avec la grille G. Ce système a fonctionné de façon satisfaisante pendant des durées de plusieurs semaines, il a été cependant abandonné parce que le contact or-platine au bout d'environ un mois n'offrait plus une sécurité suffisante. On a adopté un système de relais à lampes.

Le fonctionnement du système de régulation de la température a montré qu'il était nécessaire de favoriser les échanges de chaleur entre la caisse et le réseau, par un brassage modéré de l'air de l'enceinte, en envoyant un peu d'air sous le socle du réseau; sinon les fuites de chaleur par les pieds en silice ont une importance relative trop grande. La température du réseau s'est révélée suffisamment réglée pour qu'on puisse faire des poses réparties sur plusieurs jours.

Afin que les raies restent bonnes, il est encore nécessaire que les plaques ne bougent pas en cours de pose. Il était préférable de régler au moins grossièrement la température dans la chambre des plaques. Un ventilateur fixé à la voûte brasse l'air de la salle; une résistance chauffante est placée juste au-dessous; un thermomètre à toluène coupe le courant dans la résistance par l'intermédiaire d'un système de relais. On règle ainsi la température dans la chambre, au niveau des plaques, à 0,1 degré près. L'expérience montre que cela suffit.

II. — Production du champ magnétique. — J'ai produit le champ magnétique à l'aide d'un électro-aimant du type Weiss d'ancien modèle.

J'ai utilisé, avec des tubes placés dans l'axe de l'électro-aimant, des pièces polaires percées d'un trou de 8 mm. de diamètre intérieur et terminées par un méplat de 16 mm. de diamètre. Le champ obtenu au centre d'un entrefer de 10 mm. de large atteignait 23 000 gauss pour un courant de 40 ampères.

J'ai surtout opéré avec des tubes placés perpendiculairement à l'axe de l'électro-aimant et j'ai alors fait usage de pièces polaires terminées par des méplats de 9 millimètres de diamètre. Suivant la largeur de l'entrefer et l'intensité du courant le champ utilisé a varié entre 17 500 gauss et 31 200 gauss.

Cet électro-aimant offre de gros inconvénients pour des poses de longue durée. Les bobines sont noyées dans de l'huile, le bain d'huile est refroidi par des serpentins en cuivre parcourus par un courant d'eau. Quand le courant est de 40 ampères, le refroidissement est fort insuffisant. Au bout de quelques heures, la température des bobines atteint 80 degrés, celle des noyaux s'élève peu à peu et finit par se stabiliser au bout de 6 à 8 heures à 20° au-dessus de la température ambiante. L'échauffement des noyaux entraîne une diminution de l'entrefer de 0 mm. 1, il en résulte une augmentation de l'intensité du champ, de 400 gauss environ. On remédie à cet inconvénient en faisant passer le courant dans l'électro-aimant plusieurs heures avant de commencer une pose.

III. — Production de la lumière par décharges de condensateurs dans un tube de Geissler. — J'ai d'abord repris pour l'étudier l'effet Zeeman du brome le procédé déjà utilisé par Ribaud⁽¹⁾ : on emploie un tube de Geissler passant, à travers des pièces polaires percées, dans l'axe de l'électro-aimant.

Le tube (fig. 4) en pyrex, de 1,20 m. de long, est scellé, il porte deux électrodes ; l'électrode B, en tungstène, de petit diamètre est reliée à la masse de l'électro-aimant ; l'électrode A est constituée par un morceau de nickel de 40 grammes environ, serti sur une tige de tungstène. Un tube latéral C contient du brome en excès ; on peut le refroidir pour régler la pression. Un dispositif simple s'est révélé commode

(¹) *J. de Phys.*, 7, (1917) p. 205.

pour obtenir, à l'aide seulement d'air liquide, toute tension de vapeur correspondant à des températures comprises entre la température de l'air liquide et la température ambiante. On fixe au tube C avec une bague de caoutchouc un tube à essai D dont on approche plus ou moins la surface de l'air liquide. On obtient aisément le réglage désiré, difficile à réaliser sans l'interposition du tube B.

Un transformateur alimenté par le secteur, charge à 12 000 volts une batterie de condensateurs qui se décharge dans le tube. Pour éviter entre le gaz intérieur et l'électro-

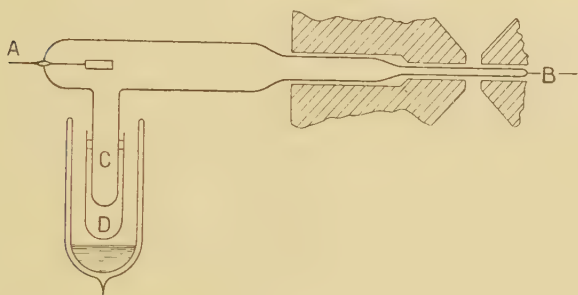


Fig. 4.

aimant des étincelles qui percent le verre, seule l'électrode A joue le rôle de cathode et la chute cathodique se produit en dehors de l'électro-aimant. Un système de kénotrons redresse les deux alternances du transformateur. La puissance dépensée dans le tube est de l'ordre de 60 watts.

Quand la pression du brome est convenable, on obtient une décharge assez lumineuse avec une colonne positive vert-bleue. La colonne positive émet les spectres de Br II et Br III, elle occupe toute la largeur du tube dans les parties étroites et seulement le centre dans les parties larges. L'établissement du courant dans l'électro-aimant resserre un peu la décharge sur l'axe du tube entre les pôles.

L'électrode en nickel atteint rapidement le rouge sombre. Le nickel et le tungstène sont attaqués. Si on a introduit suffisamment de brome, le tube a une vie assez longue ; on peut effectuer des poses durant jusqu'à 5 heures. On obtient ainsi quelques raies des spectres de Br II et Br III ; mais en assez petit nombre. Le réseau même avec un montage stigmatique est très peu lumineux et la source malgré son aspect brillant n'est pas assez intense, parce que le nombre d'étincelles par seconde reste faible.

IV. — Illumination des tubes par ondes courtes. — Quelques essais effectués par MM. L. et E. Bloch, F. Esclaugon et moi-même⁽¹⁾ avaient montré qu'il était possible d'exciter par ondes courtes un tube de Geissler avec électrodes extérieures et d'étudier ainsi l'effet Zeeman en disposant de sources de grand éclat. Nous avons employé cette méthode pour obtenir des résultats plus abondants ; nous désirions, par surcroît, en vérifier la validité.

1° PRODUCTION DES ONDES. — Il était nécessaire de produire des ondes d'une longueur d'onde de l'ordre de 10 m., pourvues d'une énergie suffisante. J'ai utilisé exclusivement le montage symétrique représenté sur la figure 5, mais en changeant plusieurs fois le type des lampes d'émission.

Le dernier montage réalisé comprend deux lampes alimentées sous 3.000 volts efficaces de tension plaque, le chauffage du filament exige 6 ampères. La capacité grille-plaque est faible. La self du circuit oscillant de plaque comprend 6 spires de 8 cm. de diamètre en gros fil de cuivre, celle du circuit oscillant de grille comprend 3 spires ; les selfs sont peu couplées. On peut agir sur la longueur d'onde en modifiant les selfs. On obtient sur 13 m. de longueur d'onde environ 400 watts oscillants.

Une résistance R de 8 000 ohms assure la polarisation de

(¹) *C. R.*, 192 (1931), p. 1717.

la grille qui est de l'ordre de -150 volts. La tension plaque est fournie par un transformateur a point milieu : on redresse les deux alternances avec deux kénotrons et un condensateur de 2 microfarads régularise la tension. Des selfs

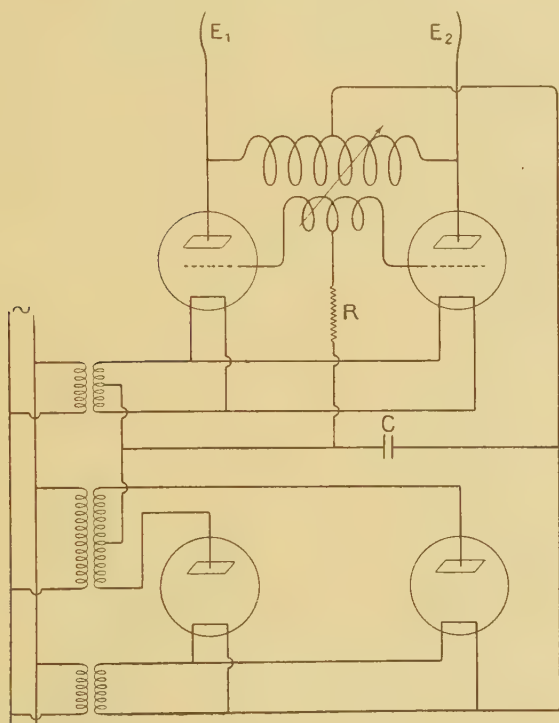


Fig. 5.

de choc évitent la propagation des oscillations de haute fréquence le long des circuits d'alimentation.

2⁰ FORME ET EMPLACEMENT DES TUBES. — J'ai adopté des tubes avec électrodes extérieures parce qu'on ne connaît pas de corps susceptible de faire des électrodes inattaquables par le brome et l'iode. Les tubes utilisés sont en quartz et présen-

tent la forme indiquée par les figures 6 et 7. Deux boules de 5 cm. de diamètre sont réunies par un tube étranglé en son milieu sur une hauteur de 2 cm. pour former un capillaire de 8 mm. de diamètre extérieur et de 2 mm. 5 de dia-

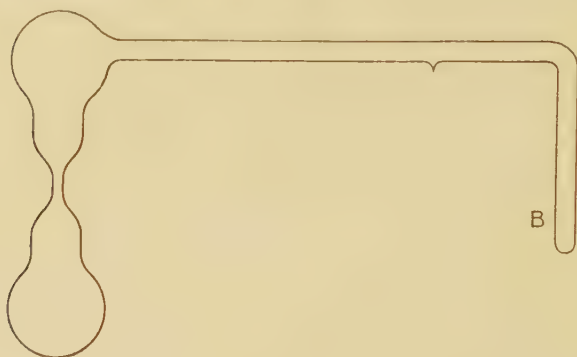


Fig. 6.



Fig. 7.

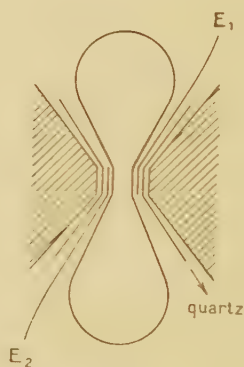


Fig. 8.

mètre intérieur. Un tube courbé en B communique avec l'une des boules. Pour régler la pression de vapeur du gaz à étudier on refroidit plus ou moins la partie B suivant le procédé indiqué page 23.

Les tubes sont placés dans l'électro-aimant comme l'indique la figure 7, on les excite en approchant les électrodes E_1 et E_2 à 1 ou 2 mm. des boules, mais en évitant le contact qui risque de produire des étincelles et de percer le quartz.

Je me suis arrêté à cette forme de tube après en avoir essayé beaucoup d'autres. J'ai essayé notamment de réaliser une forme de tube qui permette d'obtenir des décharges dont les lignes de courant soient parallèles aux lignes de force du champ magnétique (fig. 8 et 9).

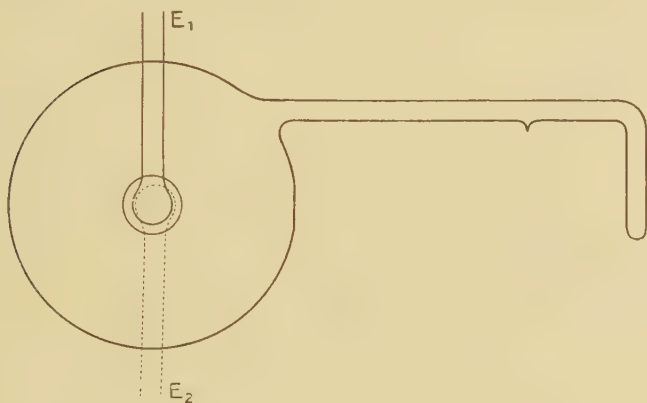


Fig. 9.

Les tubes essayés étaient en forme de galettes enfoncées en leur milieu. Nous n'avons jamais obtenu avec ces tubes des décharges bien lumineuses dans la partie rétrécie.

Notre échec peut se comprendre si on considère que dans ce dispositif une grande partie de l'énergie doit passer par le fer des pièces polaires ; la capacité entre les électrodes et les pôles est du même ordre que la capacité entre les électrodes.

3^o PRÉPARATION DES TUBES. — On prépare d'abord de petites ampoules effilées aux deux bouts d'un volume de 0,1 cm³. environ et contenant du brome ou de l'iode pur et sec.

Pour garnir les tubes, j'ai utilisé le dispositif représenté sur la figure 10. Une pompe à condensation, à vapeur de mercure, en pyrex, précédée d'une pompe à huile fait le vide, à travers un étranglement E, dans un tube A. Le tube à garnir T est soudé sur le tube A par l'intermédiaire d'un scellement tout préparé S et d'une soudure quartz-pyrex. Un dessiccateur D absorbe l'humidité : un piège P plongé dans l'air liquide arrête les vapeurs de mercure venant de la pompe et les vapeurs de brome ou d'iode venant de A. Un tube contenant du cuivre amalgamé fixe le brome ou l'iode en excès qui se dégagent de P quand on laisse le piège se réchauffer.

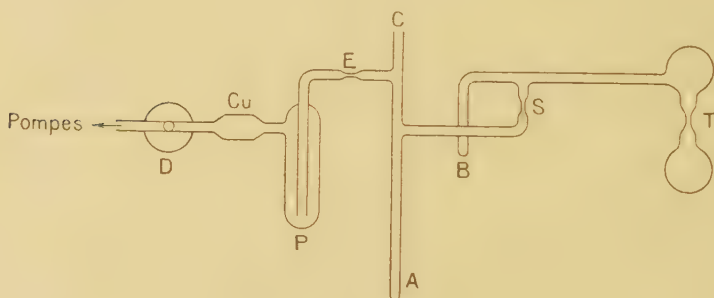


Fig. 10.

Pour garnir un tube, on casse la pointe d'une ampoule, on l'introduit en A par l'ouverture C scellée ensuite. On refroidit A avec de l'air liquide et on fait le vide. Il se produit toujours un dépôt d'humidité en A et sur les parois de l'ampoule ; on le fait partir sans perdre beaucoup de brome ou d'iode en réchauffant et en refroidissant alternativement A. Pour suivre la marche des opérations on illumine le tube T avec le poste à ondes courtes et on examine la lumière à l'œil à l'aide d'un spectroscopie. Quand par réchauffement de A on ne voit apparaître que les spectres du brome ou de l'iode, il reste à nettoyer le tube T qui contient encore beaucoup de

gaz fixés aux parois. Il est nécessaire de chauffer plusieurs minutes et à plusieurs reprises le tube au rouge et aussi de le faire fonctionner au moins une heure en ondes courtes pour qu'il ne dégage plus de gaz. On arrive à éteindre toute lueur visible dans le tube, on constate alors l'action des ondes courtes simplement par la fluorescence du quartz. Le tube est vidé et propre. On laisse se réchauffer A sans cesser de faire le vide, l'étranglement E sert à éviter alors un entraînement trop rapide du brome ou de l'iode. On condense un peu de gaz en B, on en laisse dégager les parties les plus volatiles, puis on scelle en S.

4^e FONCTIONNEMENT DES TUBES. — Les aspects obtenus en excitant les tubes en dehors de l'électro-aimant et dans l'électro-aimant sans mettre le courant sont très analogues, cependant le voisinage des pièces polaires semble gêner le passage de la décharge dans le capillaire qui s'allume moins facilement.

Brome. — En dehors du champ magnétique à pression décroissante, on observe d'abord dans les boules, une lueur rose violacée due à des bandes et accompagnée d'une fluorescence du quartz en rose. Puis la décharge devient plus vive, le spectroscope montre la présence des raies d'arc, le capillaire s'illumine en rose en donnant aussi le spectre d'arc. La décharge devient plus blanche, quelques raies d'étincelle apparaissent; en général le capillaire s'éteint, quelquefois il reste illuminé en bleu, mais avec peu d'éclat en donnant le spectre de Br II. Enfin les lueurs diminuent peu à peu dans les boules, il reste deux plasmoides bleu-vert très pâles qui finissent par disparaître; on ne voit plus qu'une fluorescence en général rose du quartz. A pression croissante on observe les mêmes aspects dans l'ordre inverse, mais les tubes éteints ne commencent à s'illuminer qu'à des pressions assez fortes pour donner des lueurs déjà intenses dans les boules.

Quand on met le champ magnétique la décharge est déviée dans un sens perpendiculaire aux lignes de force et en géné-

ral le capillaire illuminé s'éteint. Cependant, pour les pressions un peu plus fortes que celles qui permettent le meilleur éclat en dehors du champ, le capillaire reste illuminé. On obtient d'abord le spectre d'arc avec plus d'éclat. Puis, quand on augmente l'intensité du champ, la décharge dans le capillaire devient peu à peu bleue et brille d'un éclat très vif; on a alors le spectre de Br II. Dans les parties larges des tubes, le spectre d'arc subsiste.

La décharge en dehors du capillaire n'est déviée que dans un sens, celui qui correspond à des électrons partant des deux électrodes et allant au capillaire (fig. 11). Quand l'éclat

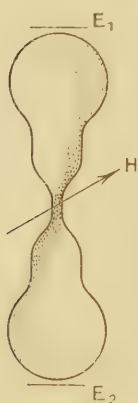


Fig. 11.

du capillaire est vif on n'y observe aucun dédoublement de la décharge. Cependant on constate que le quartz est peu à peu rongé d'une manière qui révèle un dédoublement dans une direction perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique. Des essais préliminaires effectués avec le mercure n'avaient pas montré du tout cet effet⁽¹⁾. Il se forme du bromure de silicium qui salit le capillaire, on a pu cependant effectuer des poses d'une durée de 7 heures, sans qu'il soit nécessaire de changer de tube.

Iode. — Les tubes contenant de l'iode s'illuminent beaucoup plus facilement que ceux qui contiennent du brome.

En dehors du champ magnétique, avec un excès d'iode à la température ordinaire, on observe dans les boules et le capillaire la lueur jaune orangée des bandes de l'iode. Si on refroidit, les lueurs d'abord plus vives, s'affaiblissent ensuite, puis deviennent peu à peu vertes; on a alors le spectre de I II. Vers 0 degré le capillaire s'éteint. Enfin toute lueur

⁽¹⁾ *C. R.*, 492 (1931), p. 1717.

visible disparaît à l'intérieur des tubes et il ne reste qu'une fluorescence du quartz, violette en général.

A la température ordinaire un champ magnétique faible dévie la décharge comme dans le cas du brome, un champ plus fort éteint le capillaire. Si on diminue la pression de l'iodure entre 0,06 et 0,13 mm. de mercure pour des températures comprises entre 7 et 14 degrés, le capillaire devient vert vif dans le champ et donne surtout le spectre de I II. La décharge dans les boules émet encore les bandes de l'iodure. Comme dans le cas du brome, la décharge ne paraît pas dédoublée, mais le quartz est attaqué et il apparaît de l'iodure de silicium.

5° ACTION DE LA LONGUEUR D'ONDE. — J'ai excité des tubes avec des ondes de 6 m. et des ondes de 13 m. Les tubes passent par les mêmes aspects quand on fait varier la pression, mais les aspects se reproduisent pour des pressions plus faibles quand on emploie des ondes de 6 m.

A égalité de puissance appliquée aux tubes, ceux-ci restent plus facilement illuminés dans le champ avec les ondes de 6 m. J'ai adopté cependant des ondes de 13 m., car les lampes dont je disposais, ne permettaient pas d'obtenir avec sécurité 100 watts appliqués aux tubes sur 6 m. de longueur d'onde ; tandis que j'ai pu appliquer aux tubes sur 13 m. une puissance de l'ordre de 300 watts.

6° INTRODUCTION DE GAZ RARE. — Dans le cas du brome, il était assez difficile d'illuminer le capillaire en bleu vif. J'ai essayé de faciliter le passage de la décharge en introduisant avec le brome un peu d'hélium ou d'argon dans le tube. L'argon produit un effet favorable, mais les résultats n'ont pas semblé suffisants pour qu'il y ait lieu de généraliser l'emploi de cette méthode.

Cependant, cet essai présente un grand intérêt. On a obtenu l'effet Zeeman d'un certain nombre de raies de l'argon, en même temps que celui des raies du brome. Or, l'effet

Zeeman de l'argon a déjà été étudié par Bakker et de Bruin ⁽¹⁾. Nous avons pu vérifier sur les raies obtenues que les décompositions étaient correctes.

7° VALEUR DE LA MÉTHODE. — — On sait que l'emploi d'une décharge perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique ou décharge transversale a donné des résultats incorrects. Nous avons employé ce dispositif, mais en utilisant l'excitation par ondes entretenues de haute fréquence et nous avons obtenu des résultats qui jusqu'ici sont corrects. Nous allons examiner ici les raisons pour lesquelles l'excitation par haute fréquence doit donner de meilleurs résultats que l'excitation par courant continu.

Précisons tout d'abord les conditions dans lesquelles nous avons opéré. La température du capillaire monte à 200° environ. La théorie cinétique des gaz ⁽²⁾ permet de calculer la vitesse moyenne des ions Br^+ et I^+ . On obtient : $3,6.10^4 \text{ cm.sec.}^{-1}$ et $2,9.10^4 \text{ cm.sec.}^{-1}$. On utilise des pressions voisines de $1/10^6$ de millimètre de mercure, le temps qui s'écoule entre deux chocs est de l'ordre de $1,5.10^{-6} \text{ sec.}$

D'après Langmuir ⁽³⁾ les températures d'agitation électroniques sont comprises entre 5000° K. et 80000° K. ce qui correspond à des électrons d'une énergie de 1 volt à 10 volts. Nous admettrons 5 volts ce qui donne pour vitesse moyenne des électrons $1,5.10^8 \text{ cm.sec.}^{-1}$.

On évalue le champ électrique de haute fréquence dans le tube en se basant sur la distance explosive entre les électrodes E_1 et E_2 . On en déduit que les champs sont de l'ordre de $F = 100 \text{ volts cm.}^{-1}$ maximum, soit 10^{10} u.e.m. . La longueur d'onde est de 13 m. : $\omega = 1,45.10^8 \text{ sec.}^{-1}$; $T = 4,3.10^{-8} \text{ sec.}$ Pour les électrons, les ions Br^+ et I^+ les

(1) *Zeits. f. Phys.*, 62 (1930), p. 32.

(2) E. BLOCH, *Théorie cinétique des gaz*. Armand Colin.

(3) *Congrès international d'électricité*, 4 (1932), p. 59.

valeurs de $\frac{e}{m}$ sont : $1,77 \cdot 10^7$ u.e.m ; 120 u.e.m. et 76 u.e.m..

Le champ magnétique H est de 25 000 gauss environ.

Déterminons maintenant le mouvement d'une particule. On supposera le champ magnétique et le champ électrique de haute fréquence uniformes dans l'étendue du capillaire dont l'axe est sur oy (fig. 12). Les équations du mouvement sont :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = 0 ; \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = eF - eH \frac{dz}{dt} ; \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = eH \frac{dy}{dt} .$$

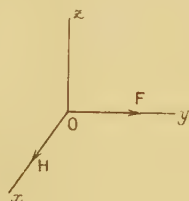


Fig. 12.

Le champ électrique et le champ magnétique sont sans effet sur le mouvement des particules suivant ox . Nous n'examinerons que la projection du mouvement sur le plan $yo z$.

a) *Décharge continue.* — Considérons d'abord une décharge continue produite par un champ constant $F = 100$ volts cm.^{-1} . La solution des équations du mouvement est de la forme :

$$y = A \cos \left(\frac{eH}{m} t + \varphi \right) + c,$$

$$z = A \sin \left(\frac{eH}{m} t + \varphi \right) + \frac{F}{H} t + c' ;$$

A , φ , c et c' sont des constantes déterminées par les conditions initiales et qui changent à chaque choc. Entre chaque choc, le mouvement des particules se décompose en deux mouvements :

1° Un mouvement de vitesse uniforme, $A \frac{eH}{m}$, sur des cercles de rayon A . $A \frac{eH}{m}$ est de l'ordre de la vitesse de la particule après le dernier choc qu'elle a subi; on connaît donc l'ordre de grandeur de A et nous donnons ci-dessous les résultats obtenus :

	v. cm. sec. ⁻¹	$\frac{eH}{m}$ sec. ⁻¹	A cm.
Electrons	$1,5 \cdot 10^7$	$4,4 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
Br ⁺	$3,6 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
I ⁺	$2,9 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^{-2}$

2° Un mouvement d'ensemble de vitesse $\frac{F}{H} = 4 \cdot 10^5$ cm. sec.⁻¹ perpendiculaire à la direction du champ magnétique.

La vitesse d'ensemble est la partie principale de la vitesse des ions. Les électrons sont animés de mouvements particuliers plus rapides, mais sur des cercles de très petit rayon, ce qui ne les écarte guère du mouvement d'ensemble. Les ions et les électrons aussitôt formés, sont dirigés sur une des parois du capillaire. La densité des ions et des électrons devient fort grande dans cette région et on ne peut y obtenir de bonnes raies. En outre les ions se recombinent sur la paroi et la décharge passe difficilement.

b) *Décharge en haute fréquence.* — Supposons maintenant qu'il s'agisse d'un champ de haute fréquence $F = F_0 \cos \omega t$. La solution des équations du mouvement devient de la forme :

$$y = A \cos \left(\frac{eH}{m} t + \varphi \right) + \frac{\frac{eF_0}{m} \cos \omega t}{\left(\frac{eH}{m} \right)^2 - \omega^2} + c,$$

$$z = A \sin \left(\frac{eH}{m} t + \varphi \right) + \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{F_0 H}{\omega} \frac{\sin \omega t}{\left(\frac{eH}{m} \right)^2 - \omega^2} + c'.$$

On peut encore décomposer le mouvement des particules en deux mouvements :

1° Un mouvement circulaire pour lequel les mêmes considérations que ci-dessus sont valables ;

2° Un mouvement elliptique de période T . Dans le cas des ions $\frac{eH}{m}$ est petit devant ω , dans le cas des électrons le contraire a lieu. Il en résulte que les directions où les déplacements sont les plus grands, sont perpendiculaires. Nous donnons ci-dessous la longueur des axes et les vitesses maxima atteintes sur les ellipses.

	<i>oy</i> cm.	<i>oz</i> cm.	Vitesses cm. sec. ⁻¹
Electrons	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^5$
B _p ⁺	$11 \cdot 10^{-5}$	$23,4 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^3$
I ⁺	$7 \cdot 10^{-5}$	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^3$

La vitesse des ions dans leur mouvement elliptique reste faible, ils sont animés surtout par l'agitation thermique.

Les électrons oscillent pratiquement suivant la direction *oz*, mais l'amplitude du mouvement n'est que 2/100^e du diamètre du capillaire. Les électrons rencontrent plus facilement la paroi en se déplaçant perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique ce qui explique l'attaque des capillaires dans ce sens. Ni les ions, ni les électrons ne sont précipités sur la paroi comme en courant continu, de sorte que les inconvénients dus à la forte densité des ions sont certainement fort amoindris. On s'explique aussi le redressement que produit en quelque sorte le capillaire ; les électrons y diffusent surtout perpendiculairement à l'axe et sortent difficilement.

On ne saurait prétendre que la méthode est sans risques. L'expérience doit indiquer dans quelle mesure elle est correcte et la grande luminosité obtenue rend son emploi intéressant.

CHAPITRE III

Mesure des effets Zeeman.

Mesures des longueurs d'onde. — J'ai utilisé le premier ordre du réseau, le second ordre pour les raies intenses et quelquefois le troisième ordre.

La dispersion a été déterminée soit à l'aide des raies du fer, soit simplement en utilisant les longueurs d'onde des raies du brome ou de l'iode. La dispersion dans le premier ordre varie de $1,72 \text{ \AA. par millimètre}$ à $1,85 \text{ \AA. par millimètre}$, dans le deuxième ordre de $0,86 \text{ \AA. par millimètre}$ à $0,97 \text{ \AA. par millimètre}$.

En général j'ai mesuré simplement les écarts de longueur d'onde par rapport aux milieux des décompositions et j'ai adopté pour longueur d'onde de la raie celle donnée par MM. L. et E. Bloch. Cependant j'ai mesuré sur les clichés d'effet Zeeman la longueur d'onde du centre de quelques raies à grosse structure hyperfine.

Les pointés ont été effectués avec une machine permettant de donner une précision de $0,002 \text{ mm.}$ sur des écarts entre raies fines et rapprochées. Les raies sont souvent larges et diffuses on peut alors se demander ce qu'il faut pointer, la partie la plus noire, le centre de gravité apparent, etc... Nous verrons plus loin dans quel esprit j'ai fait les mesures. La plupart des pointés ont été répétés sur 4 à 5 clichés.

Reproduction des clichés. — Afin de faciliter l'étude des raies faibles, j'ai utilisé un procédé de reproduction des

clichés destiné à diminuer l'influence nuisible du grain des plaques.

On fixe le cliché à reproduire sur un châssis coulissant dans une glissière, on règle avec soin l'orientation du cliché pour que les raies soient bien parallèles à la glissière. On agrandit le cliché en ajoutant sur une même plaque une série de poses courtes entre lesquelles on fait coulisser légèrement le châssis dans sa glissière. On peut effectuer la même opération sur le négatif obtenu et agrandir encore.

Cette méthode est intéressante quand on emploie des plaques sensibles à grain assez gros. On ne modifie pas le pouvoir séparateur des plaques, mais on diminue l'effet des irrégularités dues au grain, effet important surtout aux faibles densités. J'ai pu ainsi constater assez souvent la présence de raies qu'on ne pouvait voir autrement sur les clichés et faire des pointés plus corrects. Les clichés n^{os} I et II de la planche montrent l'aspect de raies faibles agrandies 10 fois par cette méthode et les mêmes raies reproduites par agrandissement ordinaire.

Bien entendu, il convient d'utiliser cette méthode avec prudence, un défaut local accidentel du cliché après deux reproductions peut donner l'illusion d'une raie. On ne peut considérer les résultats comme certains si on n'a pas obtenu des résultats identiques avec deux clichés différents ou avec deux parties différentes d'un même cliché. Des raies relativement longues sont nécessaires.

J'ai constaté que le principe de cette méthode n'était pas entièrement nouveau. Finnick ⁽¹⁾ a examiné des clichés avec un microscope en le faisant osciller parallèlement aux raies. Richtmyer et Hirsh ⁽²⁾ ont enregistré des clichés avec un microphotomètre, en imprimant au porte-cliché des oscilla-

⁽¹⁾ *Zeits. f. Phys.*, **61** (1930), p. 700.

⁽²⁾ *Rev. of Sc. Instr.*, **4** (1933), p. 353.

tions parallèles aux raies et de période bien plus brève que la période du galvanomètre enregistreur.

Il ne semble pas qu'on ait beaucoup utilisé ces méthodes, elles sont pourtant intéressantes pour l'étude des raies faibles, mais elles le seraient peut être plus encore pour l'étude des bandes peu contrastées, on peut non seulement diminuer l'influence des irrégularités dues au grain, mais on peut aussi augmenter le contraste en opérant dans des conditions convenables.

Enregistrements. — J'ai procédé sur beaucoup de raies à des enregistrements avec un microphotomètre de Moll; les mesures faites sur les enregistrements ont servi concurremment avec les mesures visuelles.

Mesure du champ magnétique. — J'ai mesuré les champs magnétiques en utilisant l'effet Zeeman du triplet bleu du zinc. Je n'ai fait des mesures de champ que pour quelques séries de clichés; pour les autres séries j'ai procédé par comparaison avec les premières. On peut estimer que l'ensemble des effets est défini à mieux de 1/100^e près en valeur absolue. Les champs utilisés ont varié entre 17 500 gauss et 31 200 gauss.

Polarisations. — Tous les clichés n'ont pas été pris en séparant les composantes des deux sortes de polarisation. Ce montage faisant perdre de la lumière, je l'ai seulement utilisé pour déterminer les polarisations. Les raies les plus faibles n'ont pas été obtenues sur ces clichés.

Mesures sur les raies du brome. — Bien des difficultés se sont présentées au cours de ces mesures. Il ne s'agit pas seulement ici des difficultés inhérentes à toute mesure d'effet Zeeman, raies mal séparées, à aspect flou, dont les pointés sont délicats. Le brome a en plus une structure hyperfine

notable. Des études de Hori ⁽¹⁾ et de Tolansky ⁽²⁾ il ressort que les structures hyperfines des raies du spectre Br I et du spectre Br II atteignent une largeur de $0,5 \text{ cm.}^{-1}$ et, dans les champs utilisés, l'effet Zeeman normal est de l'ordre de $1 \text{ à } 1,5 \text{ cm.}^{-1}$; la structure hyperfine est presque de l'ordre de l'effet Zeeman. On peut cependant s'attendre à obtenir en général un effet Paschen-Back complet de la structure hyperfine. L'aspect des décompositions ne sera pas alors modifié profondément, mais comme le moment nucléaire du brome est $\frac{3}{2}$ il y aura 4 raies équidistantes à la place de chaque composante Zeeman. On peut calculer pour les raies d'arc l'écart qui doit exister entre ces raies grâce au travail de Tolansky. Cet écart reste petit, nous n'avons pas constaté la décomposition en 4 raies des composantes Zeeman, mais simplement l'élargissement des composantes.

Si l'effet Paschen-Back n'est pas complet il peut en résulter une dissymétrie des décompositions et, même si les décompositions présentent une symétrie de position, les 4 raies qui se substituent à chaque composante Zeeman peuvent ne pas avoir la même intensité. On observe alors un déplacement apparent du milieu de la raie.

Pour obtenir les coefficients de couplage du noyau avec les électrons il importerait de mesurer la largeur des taches; les décompositions obtenues ne le permettent pas. Nous avons cherché à pointer les milieux des composantes Zeeman élargies pour atteindre les valeurs de g des termes.

La précision avec laquelle sont connues les positions des accidents pointés est extrêmement variable. On peut s'en faire une idée par la qualité de l'accord entre plusieurs mesures faites sur un même cliché et entre les mesures effectuées sur des clichés différents; cette précision est très sou-

(1) *Mem. Coll. Sc. Kyoto*, 9 (1936), p. 307.

(2) *Proc. Roy. Soc.* 136 (1932), p. 585.

vent beaucoup moins bonne que celle qu'on a obtenue sur les pointés des raies de l'oxygène et du silicium venues sur quelques clichés. La structure hyperfine suffit à expliquer cette imprécision. Je n'ai constaté aucune dépolarisation des raies en décharge transversale et les décompositions sont les mêmes que celles obtenues pour quelques raies en décharge longitudinale.

Les tableaux I et II donnent respectivement les listes des effets Zeeman observés sur les raies de Br I et de Br II. Quelques raies dissymétriques de Br II sont données dans le tableau III.

TABLEAU I. — *Raies de Br I*

λ	Effet Zeeman	λ	Effet Zeeman
5466,23	(0,38) ; 1,83	4'72,75	(0,30°) ; 1,39°
5395,52	(0,00) ; 0,92	4441,74	(0,00) ; 1,55°
4979,76	(0,32°) ; 1,40	4425,14	(0,22°) ; 1,75 A°
4834,52	(0,00) ; 1,45	4391,61	(0,35) ; 1,36
4780,31	0,14 ? ; 0,83	4175,78	(0,00) ; 1,25
4775,21	(0,00) ; 0,94	4143,98	(0,32) ; 1,43 ?
4752,27	(0,00) ; 1,55°	4021,89	(0,00) ; 1,55
4643,52	(0,36) ; 1,14 A°	3992,26	(0,33) ; 1,45
4614,60	(0,00) ; 1,25°	3991,34	(0,93)
4575,75	(0,21°) ; 1,39°	3937,63	(0,00) ; 1,08°
4529,77	(0,63°) ; 0,73 ; 2,00	3828,49	(0,00) ; 1,50
4525,42	(0,00) ; 1,53°	3815,52	(0,00) ; 1,20 ?
4513,14	(0,00) ; 1,67°	3794,00	(0,00) ; 1,58°
4490,43	(1,05°) ; 1,52°		
4477,75	(0,00-0,41) ; 1,01° A°		

On peut souvent utiliser les notations courantes. Les composantes π sont entre parenthèses, les composantes les plus fortes de chaque groupe en caractères gras. Dans le cas de quelques raies faibles qui ne sont pas venues sur les clichés avec séparation des deux types de polarisation, les intensités relatives des composantes indiquent souvent leur nature ; j'ai indiqué ce qui semblait probable mais, quand il pouvait

TABLEAU II. — *Raies de Br II.*

λ	Effet Zeeman	λ	Effet Zeeman
5581,82	(0,00) ; (0,35) ; 1,35 A ²	4728,24	1,46 ; 1,98* ; 2,51
5506,78	0,00 ; 1,08 ; 2,04	4719,77	(0,00) ; 1,10*
5495,06	0,46* ; 1,45	4704,86	(0,00) ; (0,36)* ; (0,68)* ; 1,02*
5488,79	0,00 ; 0,41 ; 1,23		1,38* ; 1,71* ; 2,06 ; 2,43
5442,36	0,00 ; 1,43	4696,43	(0,38*) ; 1,60 A ¹ ?
5435,11	0,00 ; 1,04	4693,27	(0,00-0,30) ; 0,89* ; 1,24
5424,00	0,26 ; 0,72	4691,24	(0,78*) ; 0,5-1,8
5422,78	0,25* ; 1,12	4678,69	(0,00-0,25) ; 1,08
5322,04	(0,00) ; 1,06*	4672,56	(0,00-0,50) ; 0,53
5304,10	(0,28*) ; 1,29*	4651,99	(0,00-0,40) ; 0,54
5272,72	0,00 ; 1,56	4642,03	(0,65*) ; 1,35
5238,23	(0,48*) ; 1,49* ; 1,98*	4629,42	(0,00) ; 1,48
5227,74	(0,00) ; 1,24	4622,75	(0,00) ; 1,25*
5193,89	0,24* ; 0,95	4605,66	0,00 ; 1,57
5183,88	(0,00) ; 1,15*	4601,36	(0,45*) ; 1,32*
5182,36	(0,00) ; (0,40*)	4596,89	(0,73) ; 1,30
	1,02* ; 1,52* ; 2,01	4558,03	(0,00) ; 2,21*
5164,40	(0,00) ; 1,96*	4542,93	(0,00) ; 0,93
5054,65	(0,00) ; 1,34*	4538,77	(0,00) ; 1,74*
4959,37	(0,00) ; 1,02	4407,62	(0,25) ; 1,37
4945,61	(0,00-0,36) ; 1,30	4396,40	(0,00) ; 1,61 ?
4930,66	(0,46*) ; 1,27 B	4394,97	(0,86*)
4928,79	(0,34*) ; 1,11 B	4379,74	(0,00) ; (0,54) ; 1,83 A ² ?
4921,27	(0,00) ; 1,08	4365,60	(0,00-0,46) ; 1,11-1,60
4867,75	(0,00) ; (0,48*) ; 1,44 A ¹	4351,22	(0,00) ; 1,55
4866,70	(0,83) ; 1,57	4307,80	(0,29*) ; 1,35
4848,75	(0,00) ; (0,34*) ; (0,66*)	4297,12	(0,00) ; 1,06*
	1,03 ; 1,38* ; 1,67	4291,40	(0,00) ; 1,45*
4847,77	0,50	4236,88	0,58* ; 1,36 [0,60]
4844,66	(0,00) ; 1,11*	4230,00	(0,00) ; (0,57*) ; 2,51 A ² ?
4838,53	(0,00) ; 0,51 ; 1,06	4223,88	(0,00) ; 1,05*
4818,41	(0,00) ; (0,42) ; 1,21*	4222,60	(0,00) ; 1,48*
4816,71	(0,00) ; (0,49*)	4193,46	(0,40) ? ; (0,96*)
	1,56 ; 2,02 ; 2,51		0,98 ? ; 1,51* ; 2,01* ; 2,53
4802,34	(0,00) ; 1,13 A ¹	4179,64	(0,00) ; (0,35*)
4799,61	0,41		0,81* ; 1,14 ; 1,58 ?
4795,23	0,00 ; 0,82 ?	4160,00	0,00 ; 1,02
4785,50	(0,34*) ; 1,93* B	4157,14	(0,00) ; 1,35 A ¹ ?
4776,42	(0,27*) ; 1,21 A ¹	4140,21	(0,00-0,50) ; 0,55*
4773,85	(0,00) ; 0,74*	4138,58	(0,00) ; 1,27
4767,10	(0,00) ; 1,13*	4135,68	(0,94*) ; 0,55* ; 1,48*
4766,00	(0,31*) ; 1,88 B	4118,65	(0,00) ; 1,09*
4744,33	(0,31) ; 1,20 A ¹ ?	4117,45	(0,00) ; 1,02*
4742,70	(0,00-0,40) ; 1,01*-1,40	4106,41	(0,00) ; 0,96*
4735,41	(0,00) ; (0,54*)	4105,47	(0,00) ; 0,76 ; 1,37 ?

λ	Effet Zeeman	λ	Effet Zeeman
4102,53	(0,00) ; 1,37	3606,66	0,00 ; 0,90
4096,13	(0,74) ; 1,20	3585,44	(0,59)
4089,20	(0,00) ; 1,31	3584,94	(0,00) ; 1,17
4075,51	(0,00) ; 1,06	3536,42	(0,00) ; 1,07
4072,15	(0,00) ; 1,68	3534,98	0,00 ; 1,20
4036,43	0.00 ; 0.73	3525,34	(0,00) ; 1,02
4024,04	0.00-0.501 ; 0.57 A ¹ ?	3476,98	0,00 1,00
4008,76	(0,00) ; 1,22*	3466,12	(0,00) ; 1,00
4001,45	(0,00) ; 0,86*	3428,93	0.00 ; 1,53
3999,62	(0,00) ; 1,65 A ²	3423,82	(0,00) ; 1,10
3997,13	(0,00) ; 1,12	3409,82	0,00 ; 0,63 ; 1,25
3986,54	(0,00) ; 1,06*	3366,12	0,00-0,65
3980,2	Tableau III	3346,96	(0,75*) ; 1,69
3970,60	(0,00) ; 1,09	3289,19	0,00 ; 1,53
3968,66	(0,00) ; 0,96*	3269,02	(0,00) ; 0,93
3955,35	(0,00) ; 1,08* A ¹ ?	3208,33	0.00-0,68
3950,61	(0,70) ; 1,60 B	3199,66	(0,00) ; 1,27*
3946,98	(0,00) ; 1,11	3191,52	(0,00) ; 1,16
3944,46	(0,42) ; 1,62	3121,18	(0,00) ; 1,17
3940,37	(0,00) ; 1,92	3107,16	0,00 ; 1,53
3939,69	(0,00) ; 1,26	3082,36	0.00-0.79
3938,62	(0,51*) ; 1,12-1,45 B	3028,86	0,00-0,61
3935,15	Tableau III	3016,45	(0,00) ; 1,20*
3929,56	0.00 ; (0,49*) ; 0.99* ; 1,52*	2996,72	(0,00) ; 1,54
3924,3	Tableau III	2986,48	(0,00) ; 1,20
3923,55	(0,00) ; 0,94*	2985,79	(0,00) ; 1,28
3920,65	(0,00) ; 0,86	2981,80	0,92
3919,51	(0,00) ; 0,92*	2973,45	0,00 ; 0.86
3914,28	Tableau III	2972,22	0,00 ; 1,16
3901,35	(0,51*) ; 0.80 1,17	2967,23	0.00-0,83
3891,63	(0,72) ; 1,90 B	2925,66	1,20
3877,85	(0,00) ; 1,37	2921,89	0,00-0.88
3871,21	0.00 ; (1,05) ; 0.50 ; 1,60 ?	2917,23	0,00-0.78
3840,56	(0,00) ; 1,38*	2910,94	0,00
3834,69	(0,00) ; 0,94	2900,16	(0,00) ; 1.45*
3811,40	(0,00) ; 1,77	2893,44	(0,00) ; 1,16
3772,60	(0,00) ; 1,28	2875,45	(0,00) ; 1,66
3770,24	(0,00) ; 0.86	2873,24	(0,00) ; 1,58
3753,55	(0,00) ; 1,39	2872,59	0.00-1,42
3740,51	(0,00) ; 0,96*	2867,64	0,00 0,93
3737,68	(0,00) ; 1,13	2846,15	0,00 ; 1,80
3714,30	(0,00) ; 0,74	2799,00	0.00-1,15
3705,46	(0,00) ; 1,18	2755,31	0,00 ; 1,49 ?
3699,39	0,59 A ¹ ?	2746,17	0,00 ; 1,30
3684,64	(0,00) ; 0,77	2728,45	0,96 ?
3659,60	(0,00) ; 1,03	2727,05	0.00-0.70
3633,64	(0,62) A ¹	2720,44	0,00-1,28
3624,73	0,89	2713,74	(0,00) ; 1,47
3621,95	(0,41) ; 1,42	2690,13	(0,00) ; 1,66
3620,93	(0,00) ; 0,68	2660,49	0,00 ; 1,38
3619,33	(0,00) ; 1,76		
3613,26	(0,00) ? ; 1,09		

TABLEAU III. — *Raies dissymétriques de Br II.*

3980,54	+3,46; +2,40; +1,97; +0,92 [0,50]; 0,00 A ¹ ; 1,10						
Intens.	1	2	5	2	2	2	00
nature	σ	π	σ	π	σ		
3935,52	+5,82; +4,30; +2,92; +2,46; +1,82; +1,05; +0,64; 0,00; -0,73						
Intens.	1	6	0 ?	2	2	2	0 ? 4 1
nature	σ	σ et π		π	π	π	σ σ
3924,06	+1,85; +1,51; +1,13; +0,70; +0,34; 0,00; -0,37; -0,67; -0,95						
Intens.	1	2	3	5	3	3	3 1 5
nature				σ et π	π	π	π σ
	-1,23; -1,44; -1,80						
Intens.	2	1	0 ?				
nature	σ						
3913,77	0,00; -0,42; -0,87; -2,50; -2,89; -3,35; -5,44						
Intens.	2	4	1	3	3	0	0
nature	π	σ	π	σ	π	σ	σ

y avoir le moindre doute, je n'ai donné aucune indication de polarisation.

La lettre A¹ indique que les ailes sont dégradées vers l'extérieur de la raie, la lettre A² est utilisée dans le cas contraire et la lettre B indique que les ailes sont dégradées également des deux côtés. Les composantes larges sont surmontées d'un trait; quand on peut en mesurer la largeur, elle est indiquée entre crochets. J'ai pointé quelquefois les deux bords d'une tache; les deux nombres sont alors séparés par un tiret et surmontés d'un trait, éventuellement le nombre en caractère gras indique le côté où la raie était la plus intense.

Les nombres obtenus avec une erreur qu'on estime inférieure ou égale à 0,02 sont notés d'un astérisque. Cette indication est commode au cours du calcul des valeurs de g .

Les raies reportées dans le tableau III ont été mesurées dans un champ de 31 000 gauss. Ce tableau donne la longueur d'onde de la raie prise pour origine, les autres raies sont indiquées par leurs écarts par rapport à la première,

évalués en unités Lorentz et comptés positivement du côté des petites longueurs d'onde.

Mesures sur les raies de l'iode. — Toutes les remarques faites dans le cas du brome s'appliquent, mais la structure hyperfine est beaucoup plus grosse. Wood et Kimura ⁽¹⁾ Tolansky ⁽²⁾ et Murakawa ⁽³⁾ ont étudié les structures hyperfines des raies des spectres de I I et de I II, les largeurs des termes atteignent dans certains cas près de 2 cm.^{-1} . L'effet Paschen-Back de la structure hyperfine est plus loin d'être complet, on a quelquefois des effets Zeeman dissymétriques très compliqués.

Les conventions adoptées sont les mêmes que dans le cas du brome. Le tableau IV donne la liste des effets Zeeman des raies de I II. Quelques raies plus complexes figurent dans le tableau V; ces raies ont été obtenues dans un champ de 31 200 gauss et les conventions sont les mêmes que pour le tableau III. Il n'est pas venu de raies d'arc sur les clichés et peu de raies de I III.

Les deux chapitres suivants montrent comment nous avons pu utiliser ces effets Zeeman. Nous avons reproduit quelques clichés sur la planche I et quelques enregistrements sur la figure 13.

(1) *Astr. Phys. J.* 46 (1917), p. 181.

(2) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 136 (1932), p. 585.

(3) *Sc. Pap. Tokyo*, 20 (1933), p. 285.

TABLEAU IV. — Raies de I II.

λ	Effet Zeeman	λ	Effet Zeeman
5950,19	0,24 ; 1,65	4790,69	(0,28) ; 1,33
5774,84	(0,00) ; (0,49-0,90) ; 1,35 ?	4787,21	(0,00) ; (0,76*) ; 1,48 ; 2,47*
5760,71	(0,00) ; (0,51) ; 1,61 A ²	4784,80	(0,00-0,33) ; 1,18 A ²
5739,12	doublet	4765,48	(0,00-0,24) ; 1,09 A ²
5738,28	(0,00) ; 1,51*	4763,79	(0,00-0,27) ; 1,32 A ¹
5710,46	(0,47*) ; 1,23 [0,41] A ¹	4763,37	(0,00) ; 1,50
5690,87	(0,00-0,20) ; 1,59* A ²	4752,67	(0,00) ; 1,52*
5678,00	0,64* ; 1,21	4749,00	0,00 ; 0,60
5625,65	(0,00) ; (0,276*)	4742,84	(0,00) ; 1,48
	1,214* ; 1,486* ; 1,76	4730,99	0,41 ?
5612,86	(0,00) ; 0,91*	4730,37	0,00 ; 0,52*
5600,26	(0,00) ; 1,10	4711,40	(0,00) ; 1,21*
5598,46	(0,00) ; 1,02	4707,83	(0,00) ; 1,02*
5593,09	(0,48) ; 0,68 ? ; 1,01 ?	4702,42	0,71* ; 1,36
5551,55	1,04	4677,93	(0,00) ; 1,34
5521,92	(0,00) ; (0,51*) ; 1,39 A ¹ ?	4676,93	(0,508*) ; 1,49 B
5504,59	(0,00) ; 1,731*	4676,08	(0,00)
5496,82	tableau V	4675,50	(0,16*) ; 1,02*
5493,56	0,72	4668,08	(0,00) ; 1,94 A ²
5491,42	(0,00) ; 1,05 A ¹	4666,51	(0,00-0,56*) ; 1,00-1,67
5464,57	(0,00-0,54) ; 1,70* ; 1,96*	4657,32	(0,00) ; 1,17*
5437,89	0,00 ; 0,42* A ¹	4642,01	(0,00) ; 1,12*
5435,74	(0,00) ; 1,482*	4640,88	(0,00-0,37) ; 1,08* [0,46] B
5407,25	(0,00) ; 1,17*	4638,87	(0,00) ; 0,70*
5405,32	(0,00) ; 1,62* B	4633,35	(0,00) ; 1,18*
5369,82	(0,29*) ; 1,17*	4632,44	(0,42*) ; (0,91) ; 1,49* ; 1,91*
5345,11	(0,00) ; 1,09* A ¹	4621,91	(0,00-0,38) ; 1,08* [0,49] B
5338,16	(0,00) ; 1,02* A ¹	4611,20	(0,30*) ; 0,72* ; 1,07
5322,77	(0,00) ; 1,515*	4599,81	0,00-0,57-0,75 A ¹
5269,31	0,00 ; 1,18* ; 1,70 ?	4596,73	0,00 ; 1,95
5245,64	(0,00) ; 1,12 ; 1,35*	4590,96	(0,00) ; 1,19*
5216,23	(0,00) ; 1,08	4586,59	(0,00) ; 1,08* A ¹
5161,18	(0,00-0,36) ; 1,29* ; 1,57*	4576,60	0,00-0,52
5008,35	0,00 ; 1,81 ?	4574,12	(0,83) ; 1,40* ; 2,23
4986,92	(0,00) ; (0,509*) ; 1,15 ? ; 1,64*	4571,52	0,00 ; 0,54* ; 1,05
4968,46	(0,00) ; 1,40*	4560,90	1,30 ?
4943,18	(0,00) ; 1,02	4560,61	(0,00) ; 1,19
4884,82	(0,00) ; 0,98-1,15 ?	4559,53	(0,00) ; 1,52 A ²
4884,18	(0,00) ; 1,05	4544,30	(0,46) ; 1,14
4864,58	(0,00) ; 0,95	4543,85	(0,00) ; 0,87
4853,19	(0,00) ; 1,50	4540,65	(0,33*) ; 1,29 B
4850,33	tableau V	4513,5	tableau V
4835,18	(0,00) ; (0,563*) ; 1,12 ; 1,71*	4499,58	(0,00) ; 1,15*
4828,28	(0,00) ; 1,48* A ¹	4495,72	(0,00) ; 1,28*
4808,02	1,23*	4488,55	(0,56*) ; 0,87 ; 1,46*
4806,42	0,42* ; 1,13 ; 1,92	4487,30	(0,00) ; 1,38*

λ	Effet Zeeman	λ	Effet Zeeman
4479,74	0,00 ; 0,80	4138,07	0,00 ; 1,09 A ¹
4476,05	0,00 ; 0,67 A ¹ ?	4126,11	0,00 ; 0,88
4473,45	(0,00) ; 1,27 A ²	4120,20	(0,00) ; 1,18
4464,31	(0,00-0,15) ; 1,09 A ¹	4116,6	Tableau V
4462,69	(0,00) ; 1,166	4102,93	0,48 ; 0,48-1,22
4458,47	(0,00) ; 1,12	4094,64	(0,00) ; 1,38
4456,60	(0,00-0,45) ; 1,60 A ¹ ?	4081,4	0,00 ; 0,89 A ¹
4456,26	(0,00) ; 1,16	4079,80	(0,00) ; 1,40
4452,90	(0,00) ; (0,285) ; (0,565)	4060,08	(0,00) ; 0,66
	0,87 ; 1,15 ; 1,43	4043,85	0,39 ; 1,03 ; 1,48 ?
4451,21	(0,34) ; 1,73 A ²	4036,06	(0,00) ; 1,22 A ¹
4446,78	(0,00) ; 2,284	4017,22	0,00 ; 0,88 ?
4444,89	(0,52) ; 1,61 [0,72] B	4013,81	0,00 ? ; 0,82
4442,56	(0,00) ; 0,665	4006,10	0,00 ? ; 1,31
4435,13	0,00 ; 1,05	3996,65	0,00 0,65
4428,22	(0,00-0,27) ; (1,25) ; 1,30	3988,04	(0,00) ; 1,64
4423,74	(0,00) ; (0,85)	3972,81	0,86 ; 1,74
	0,59 ; 1,421 ; 2,25	3965,74	(0,00) ; 0,81
4421,98	(0,30) ; 1,27 [0,30]	3965,45	0,43 ; 1,31
4417,58	0,00 ; 1,25	3962,64	0,00 ? ; 1,50 A ²
4416,83	0,75 ; 1,05	3953,99	0,64
4412,35	(0,00-0,60) ; 1,70 A ²	3952,70	(0,00) ; 1,01
4408,96	(0,00) ; (0,23) ; (0,40 ?) ; 0,82 A ¹	3945,00	(0,00) ; 1,34
4406,56	(0,00) ; 1,23	3942,42	(0,25) ; 1,31
4403,53	(0,00) ; 1,29 A ²	3937,42	(0,24) ; 1,15
4399,08	(0,00) ; 0,942	3931,37	0,80 ?
4398,58	(0,00) ; 0,96	3924,02	(0,38) ; 1,09
4394,55	0,50 ; 0,50-1,50	3915,18	(0,00) ; 2,21 A ²
4390,34	(0,00) ; 1,08 A ¹ ?	3907,15	(0,00-0,30) ; 0,84 A ¹
4388,51	(0,00) ; 1,12	3901,11	0,00 ; 0,84 A ²
4376,15	(0,00) ; (0,25 ?) ; 0,76 A ¹	3891,97	(0,00) ; 1,35
4364,22	0,59	3888,87	(0,00) ; 1,26
4362,44	(0,00) ; 1,89	3881,07	(0,00) ; 1,29
4342,07	(0,825) ; 1,44 ; 2,28	3878,98	(0,00) ; 1,18
4337,47	(0,00) ; 1,17 B	3871,83	(0,00) ; 1,15
4322,77	(0,00) ; 1,12 A	3862,88	(0,41) ; 1,43 B ?
4316,88	(0,00) ; 1,21 A ¹	3840,8	(0,00) ; 1,21
4315,48	(0,28) ; 1,17	3833,74	(0,00) ; 1,47 A ¹
4296,32	(0,00) ; 1,290	3793,37	(0,00) ; 0,85
4291,88	(0,00) ; 0,853 A ¹ ?	3781,41	(0,00) ; 0,94 A ¹
4288,18	(0,00) ; 1,22	3779,37	0,00 ; 0,80 ?
4288,01	0,00	3778,90	0,00 ; 0,88
4281,83	(0,31) ; 1,25 B	3771,45	(0,00) ; 1,10
4260,16	(0,00) ; 0,67	3742,05	(0,00) ; 1,02
4249,70	(0,00) ; 1,18	3734,28	(0,00-0,22) ; 1,09 A ¹ ?
4240,37	(0,00) ; (0,73) ; 1,49 ; 2,17	3730,81	(0,00) ; 1,64 A ²
4235,42	(0,00) ; (0,39) ; 0,75 ; 1,13	3729,48	0,00 ; 1,15
4225,49	(0,00-0,30) ; 1,13 [0,56] A ¹	3716,11	(0,00) ; 1,46
4219,13	0,785 ; 1,48	3709,44	(0,00-0,51) ; 1,39 A ¹ ?
4173,79	(0,71) ; 0,67 ; 1,42		

λ	Effet Zeeman	λ	Effet Zeeman
3696,18	0,00 ; 1,05	3318,11	0,00 ; 1,26
3692,20	0,00-0,52	3302,41	0,52 ; 1,18
3661,71	(0,00) ; 1,38* A ¹	3288,82	(0,00) ; 1,00
3657,00	0,00 ; 0,58* ; 1,17	3256,36	(0,00) ; 0,98*
3627,51	(0,00) ; 0,89	3209,61	0,00 ? ; 1,40 ?
3626,71	0,26	3208,88	(0,00) ; 1,01
3615,85	0,00 ; 1,81	3199,74	(0,31) ; 1,60
3575,82	(0,00) ; 0,82* A ²	3175,04	(0,00) ; 1,33*
3573,63	(0,00) ; 1,34*	3160,95	(0,00) ; 1,19
3560,51	(0,00) ; 0,94	3136,38	(0,00) ; 1,05
3557,95	0,80* ; 1,62	3117,69	0,76
3552,17	(0,00) ; 1,35*	3102,68	0,72
3541,60	(0,00) ; 1,25	3081,51	(0,00) ; 1,31
3535,86	(0,00) ; 1,03*	3078,66	(0,00) ; 1,07* A ¹
3533,36	(0,00) ; 1,23	2993,82	(0,00) ; 1,02*
3526,88	0,00 ; (0,31*) ; 0,96* ; 1,30	2957,49	(0,36) ; 1,47 A ² ?
3524,36	0,00 ; 1,14	2956,18	(0,00) ; 1,13
3516,47	0,95	2878,64	(0,00) ; 1,04*
3512,15	(0,00) ; 0,87	2808,60	0,00-0,80
3511,34	0,93	2730,10	(0,00) ; 1,01* A ¹ ?
3497,38	(0,00) ; 1,08* A ¹	2712,25	(0,00) ; 1,01 A ² ?
3483,87	(0,00) ; 0,73	2688,89	(0,00) ; 1,13*
3467,99	0,90 ; 1,22	2674,80	0,00 ; 1,04
3447,55	(0,00) ; 0,87	2636,75	0,00
3435,09	(0,00) ; 1,04	2610,76	0,00 ; 1,21
3424,97	(0,00) ; 1,21*	2593,44	0,00-0,95
3383,82	(0,00) ; 1,44	2582,80	(0,00) ; 1,14
3374,41	0,00-1,19	2566,23	0,00 ; 1,25
3355,52	(0,00) ; 1,73*	2564,40	0,90
3341,27	(0,00) ; 1,43 B ?	2533,59	0,00

TABLEAU V. — Raies dissymétriques de I II.

5496,82 intensités nature	-2,264 ; <u>-1,70-1,02</u> ; -0,65-0,35 ; 0,00 (presque symétrique) ; 0 3 2 3 10 σ σ π
4850,33 intensités nature	<u>-2,14-1,79</u> ; -0,39 0,00 ; 0,00 → 1,0,20 ; 0,20-0,38 ; +0,38-0,68 0 1 4 2 0 π
intensités	+1,94-2,37 ; +2,90 ? 1 0
4513,11 intensités	-3,11 ; -2,29 ; -1,09 ; 0,00 ; +1,27 ; +2,91 double ? ; +4,62 0 1 1 2 1 1 0
4116,81 intensités	+1,21 ; 0,00 ; <u>-1,23-2,42</u> ; -3,83 0 1 0 0

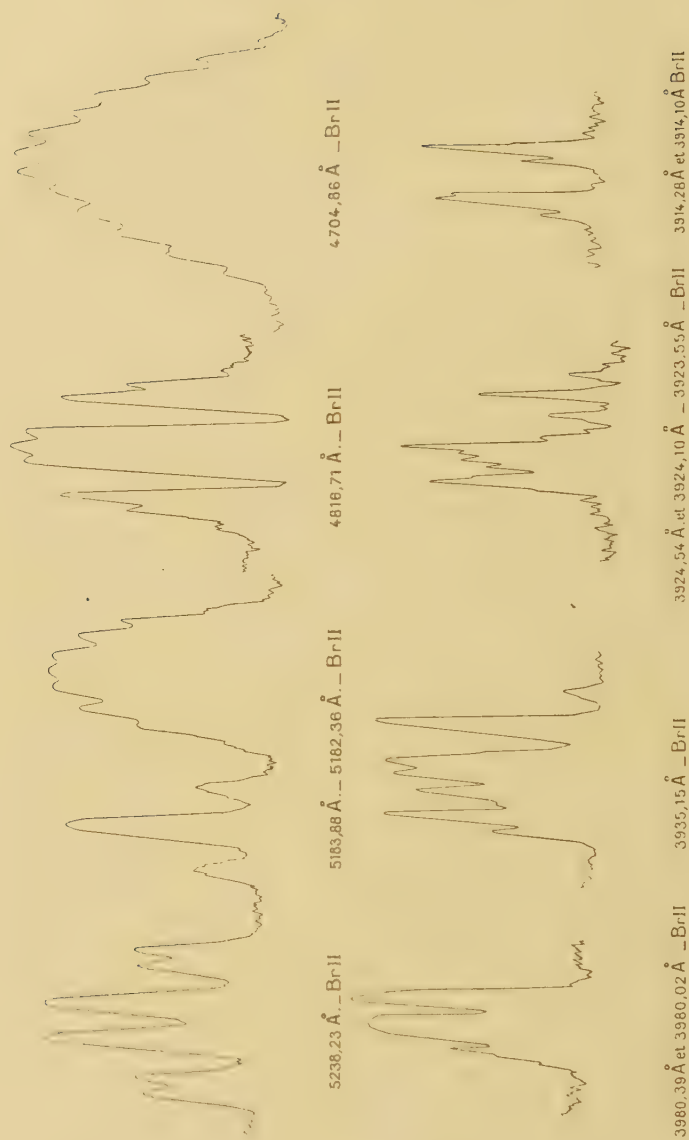


Fig. 13.

PLANCHE I

(mémoire Lacroute)



3935,15
Br-II

3929,56
Br-II
3928,61
A-II



3935,15
Br-II

3929,56
Br-II
3928,61
A-II



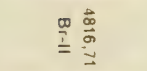
5496,82
I-II

5504,59
I-II



5182,36
Br-II

4423,74
I-II



4816,71
Br-II



5238,23
Br-II

4986,82
I-II



4342,07
I-II



3914,10
et
3914,28
Br-II

3924,10
et
3925,54
Br-II

3923,55

CHAPITRE IV

Spectres de Br I et Br II.

I. Spectre d'arc du brome. — Le spectre d'arc du brome a été étudié par de nombreux auteurs, mais les travaux les plus récents et les plus complets que nous aurons surtout à retenir ici sont ceux de Kiess et De Bruin ⁽¹⁾ et de Tolansky ⁽²⁾. Kiess et De Bruin ont donné une liste des longueurs d'onde entre 3 735 Å. et 9 320 Å. ; ils ont classé une grande partie des raies. Tolansky a étudié et interprété un certain nombre de structures hyperfines.

Nous reproduisons dans le tableau I la liste des termes prévus pour le spectre d'arc du brome telle que la donne Kiess et De Bruin, les termes qu'ils ont obtenus sont en caractères gras.

TABLEAU I. — *Termes de Br I.*

Configur. électron.	Termes de base de l'ion Br II		
	³ P	¹ D	¹ S
4s ² 4p ⁵	² P ⁰		
4s ² 4p ⁴ 5s	² P	⁴ P	² S
4s ² 4p ⁴ 5p	² S ⁰ ² P ⁰ ² D ⁰ ⁴ S ⁰ ⁴ P ⁰ ⁴ D ⁰	² P ⁰ ² D ⁰ ² F ⁰	² P ⁰
4s ² 4p ⁴ 4d	² P ² D ² F ⁴ P ⁴ D ⁴ F	² S ² P ² D ² F ² G	² D
4s ² 4p ⁴ 6s	² P	⁴ P	² S
4s ² 4p ⁴ 6p	² S ⁰ ² P ⁰ ² D ⁰ ⁴ S ⁰ ⁴ P ⁰ ⁴ D ⁰	² P ⁰ ² D ⁰ ² F ⁰	² P ⁰
4s ² 4p ⁴ 5d	² P ² D ² F ⁴ P ⁴ D ⁴ F	² S ² P ² D ² F ² G	² D
4s ² 4p ⁴ 7s	² P	⁴ P	² S
4s ² 4p ⁴ 7p	² S ⁰ ² P ⁰ ² D ⁰ ⁴ S ⁰ ⁴ P ⁰ ⁴ D ⁰	² P ⁰ ² D ⁰ ² F ⁰	² P ⁰

(1) *Bur. of Stand.*, 4 (1930), p. 667.

(2) *Proc. Roy. Soc. London A*, 136 (1932), p. 586.

MESURES DE LONGUEUR D'ONDE. — Les mesures de longueur d'onde que j'ai effectuées dans la région de Schumann, un peu plus précises que celles de Turner utilisées par Kiess et De Bruin dans leur classification, permettent de corriger légèrement la valeur des deux termes fondamentaux $4p^2P_2''$ et $4p^2P_1''$ ⁽¹⁾ qui deviennent 95 560 et 91 870, l'écart surtout est plus précis il est de 3 690 cm.⁻¹.

La classification de Kiess et de De Bruin prévoit l'existence d'un certain nombre de combinaisons entre les termes fondamentaux et les termes de la configuration $5s$; il ne semble pas que j'aie obtenu celles de ces combinaisons, situées au voisinage de 1350 Å., qui n'avaient pas encore été observées. En effet j'ai bien obtenu des raies assez intenses qui pourraient être deux combinaisons manquantes : on observe une raie à 1317,43 Å. pour 1317,4 Å. ($4p^2P_2' - 5s^2S_1(^1S)$) et une raie à 1357,91 Å. pour 1358,3 Å. ($4p^2P_1' - 5s^2D_2(^1D)$) ; mais ces raies présentent plutôt les caractères des raies de Br II. Elles peuvent, il est vrai, masquer des raies d'arc plus faibles, seulement on s'explique mal alors l'absence complète de la combinaison $4p^2P_2' - 5s^2D_3(^1D)$ qui devrait être plus intense. L'absence de ces combinaisons dans mes spectres n'est pas très étonnante car la méthode employée pour la production de la lumière n'est pas favorable à l'obtention des raies d'arc du brome.

CALCUL DES VALEURS DE g . — Il a été surtout intéressant de comparer les effets Zeeman obtenus aux effets Zeeman théoriques que la classification permet de prévoir. Un premier examen rapide montre qu'il est impossible d'admettre en même temps que la classification soit correcte et que les valeurs de g soient celles du couplage (L.S.). On peut

(1) Pour des raisons typographiques on a majoré de 1/2 toutes les valeurs du quantum interne j en ce qui concerne les spectres de multiplicité paire.

essayer d'admettre que le tableau des combinaisons est correct et remonter des effets Zeeman aux valeurs de g des termes. Je n'ai pas observé les effets Zeeman d'un grand nombre de raies mais heureusement, presque toutes les raies obtenues sont dues à des transitions entre un des cinq termes 4P ou 2P de la configuration $5s$ et des termes appartenant à la configuration $6p$; le calcul des valeurs de g est possible.

Méthode de calcul. — Dans un travail préliminaire on détermine l'effet que doit produire la structure hyperfine sur les décompositions Zeeman. On sait que le moment mécanique i du noyau se couple avec le moment mécanique résultant j des électrons extra-nucléaire pour donner un moment mécanique f . Ce couplage des moments mécaniques, auxquels sont associés des moments magnétiques, s'effectue avec une certaine énergie W_{ij} :

$$W_{ij} = aij (\cos ij) = a \frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{2} .$$

Un niveau qui serait simple sans la structure hyperfine est divisé en autant de niveaux qu'il y a de valeurs possibles pour le nombre quantique de structure hyperfine f . Le coefficient a est le facteur de couplage.

Un champ magnétique assez intense oriente indépendamment le groupe des électrons extranucléaires et le noyau; on a l'effet Paschen-Back de la structure hyperfine. L'énergie de couplage du noyau avec le champ est négligeable et l'énergie de couplage avec les électrons devient am_im_j . Un niveau qui dans l'effet Zeeman est défini par la valeur m_j du quantum magnétique est divisé en autant de niveau qu'il y a de valeurs possibles de m_i soit $2i + 1$.

Dans le cas du brome, le moment mécanique du noyau est $i = \frac{3}{2}$; si l'effet Paschen-Back est complet chaque composante Zeeman sera décomposée en 4 raies, de même intensité,

équidistantes, situées symétriquement de part et d'autre de la position qu'aurait la composante sans structure hyperfine. En passant d'un état où le coefficient de couplage est a à un autre où il est a' , pour la composante qui correspond à la transition du quantum magnétique m au quantum magnétique m' , la largeur total du groupe de ces quatre raies est :

$$2i(am - a'm').$$

Tolansky donne les facteurs de couplage a pour un assez grand nombre des termes que j'avais à considérer. On peut donc calculer la largeur que doivent avoir les différentes composantes Zeeman, c'est une largeur évaluée en nombre d'onde par centimètre et indépendante de l'intensité du champ magnétique, dès que l'effet Paschen-Back est complet. Pour faciliter le rapprochement avec les mesures d'effet Zeeman on réduit les largeurs prévues en unités Lorentz en divisant par un coefficient convenable. Bien qu'on ait utilisé des champs d'intensités un peu différentes, on peut admettre pour effectuer cette réduction qu'on a toujours opéré dans un champ moyen de 28000 gauss environ pour les raies de Br I. Le calcul ne sert en effet qu'à apporter quelques corrections aux valeurs de g .

On calcule ensuite les valeurs de g des termes en admettant que les valeurs du quantum interne j indiquées par Kiess et De Bruin sont correctes ; on commence par utiliser les raies dont les décompositions sont les mieux connues, puis on gagne de proche en proche les termes qui ne donnent que des raies dont la décomposition est fort incomplète ; on tient compte de tous les recoupements qui se présentent au cours du calcul pour préciser les valeurs de g déjà admises.

On applique les procédés classiques d'analyse : on admet qu'on a uniquement obtenu les composantes les plus intenses quand on n'a pas de raison de penser qu'on est en présence de taches mal résolues où plusieurs composantes empiètent l'une sur l'autre. Si on doit admettre que des com-

posantes se chevauchent et si la structure hyperfine est faible, on tient compte de la superposition des raies en appliquant la méthode signalée par Shenstone⁽¹⁾; si la structure fine est large, il faut la faire intervenir. Par exemple on connaît la valeur de g du terme $5s^4P_3$, elle est de 1,60; la raie 4513,44 classée $5s^4P_3 - 6p^4P_2''$ dont l'effet Zeeman est (0,00); $1,67 \pm 0,01$ permet d'atteindre le terme $6p^4P_2^0$. Le calcul sans tenir compte de la structure hyperfine donne pour valeur de g ; 1,55. La valeur du coefficient de couplage est la même pour les termes $5s^4P_3$ et $6p^4P_2^0$; $a = 0,055 \text{ cm.}^{-1}$. En adoptant pour valeur de g les valeurs 1,60 et 1,55 la décomposition prévue est :

(0,05; 0,10); 1,738; 1,696; 1,654; 1,612; 1,688; 1,646; 1,604; 1,562; 1,638, etc...

Des recouvrements renforcent l'intensité de trois des quatre raies qui constituent la composante la plus intense, on admet qu'on a dû pointer le centre de gravité de ces trois raies, il faut modifier légèrement la valeur de g du terme $6p^4P_2''$ pour que le nombre obtenu corresponde à cette position; on trouve alors 1,54 au lieu de 1,55. Le plus souvent la précision des mesures n'est pas telle qu'il soit nécessaire de tenir compte ainsi de la structure hyperfine dans le cas du brome. Mais on se réfère sans cesse à la liste des largeurs prévues pour chaque composante afin de donner plus de poids aux déterminations dues aux composantes qui sont théoriquement et pratiquement les plus fines et les mieux séparées.

RÉSULTATS. — En dehors de la famille des termes dont la limite de série est un état 3P de l'ion Br II, les résultats ne sont ni assez précis, ni assez nombreux pour confirmer ou infirmer la classification, nous nous bornerons donc à l'étude de cette famille.

(¹) *Phil. Mag.*, 8 (1929), p. 765.

Les effets Zeeman vérifient la correction des combinaisons des termes $5s^4P$ et $5s^2P$ avec les termes désignés $6p^4D''$; $6p^4P''$; $6p^4S''$; $6p^2P''$ et $6p^2S''$, les valeurs du quantum interne j sont corrects et on peut calculer les valeurs de g .

Il est nécessaire de permuter les valeurs de j pour les deux termes $6p^2D_1''$ et $6p^2D_2''$; cette permutation est très satisfaisante, la situation relative de ces deux termes était étonnante comme le signalaient du reste Kiess et De Bruin.

Il faut changer le quantum interne du terme qualifié $7p^4P_1^0$ c'est un terme X_2^0 . Le terme X_2^0 doit être considéré comme l'homologue de série du terme $6p^2P_2^0$; il ne se combine qu'aux termes de la configuration $5s$ et les intensités des combinaisons avec ces termes sont dans les mêmes rapports pour le terme X_2^0 et le terme $6p^2P_2^0$, les valeurs de g sont à peu près les mêmes; 1,32 et 1,29. Nous appellerons le terme X_2^0 , $7p^2P_2^0$. Les raies $7726,15 \text{ \AA.}$ et $5029,35 \text{ \AA.}$ deviennent non classées, mais on peut considérer la raie $3770,99 \text{ \AA.}$ comme classée $5s^4P_1 - 7p^2P_2^0$; les nombres d'onde calculés et observés sont respectivement 26511,32 et 26510,73.

Le tableau II donne les valeurs de g calculées et la précision sur laquelle on peut compter: j'ai noté par les lettres A, B et C les valeurs déterminées respectivement à 0,01; 0,02 ou 0,04 près. J'ai adopté pour les termes les désignations de Kiess et De Bruin et j'ai indiqué en regard les modifications indispensables. Une colonne supplémentaire reproduit les coefficients de couplage a indiqués en millièmes de nombre d'onde par Tolansky.

TABLEAU II

Configurations électroniques	Désignation des termes		Valeurs de g .	a , 10^3 cm. $^{-1}$
	Kiess et de Bruin	Lacroute		
$4p^3 \ 4p^4(^3P)5s$	4P_3		1,60 A	55
	4P_2		1,50 A	42
	4P_1		2,60 C	petit
	2P_2		1,49 B	35
	2P_1		0,75 env.	43
$4p^2 \ 4p^4(^3P)6p$	$^4D_4^0$		1,43 B	
	$^4D_3^0$		1,23 A	15
	$^4D_2^0$		1,62 C	
	$^4D_1^0$		2,26 C	22
	$^4P_3^0$		1,46 C	28
	$^4P_2^0$		1,54 B	55
	$^4P_1^0$			
	$^4S_2^0$		1,36 B	petit
	$^2D_3^0$	$^2D_3^0$	1,40 A	petit
	$^2D_3^0$	$^2D_2^0$	1,34 B	petit
	$^2P_2^0$		1,29 A	
	$^2P_1^0$		1,06 C	
	$^2S_1^0$		0,47 C	petit
	$^4P_3^0$		1,40 env.	
	$^4P_2^0$		1,56 env.	
	$^4P_1^0$	$^2P_2^0$	1,32 C	
$4p^2 \ 4p^4(^3P)7p$				

Certaines valeurs de g sont fort anormales. L'effet Zeeman a déjà été étudié sur des spectres de structure analogue à celui du brome arc. J. Bakker et L. De Bruin ⁽¹⁾ ont étudié les effets Zeeman de Ar II et Kr II. Le tableau III permet de comparer les résultats.

TABLEAU III

Configurations	Terme	g Landé	Ar II	Kr II	Br I
$(^3P)3-4$ ou $5s$	4P_3	1,60	1,60	1,60	1,60
	4P_2	1,73	1,73	1,54	1,50
	4P_1	2,67	2,67	2,64	2,60
	2P_3	1,33	1,33	1,52	1,40
	2P_1	0,67	0,67	0,70	0,75
$(^3P)3-4$ ou $6p$	$^4D_4^0$	1,43	1,43	1,43	1,43
	$^4D_3^0$	1,37	1,33	1,23	1,23
	$^4D_2^0$	1,20	1,20	1,26	1,62
	$^4D_1^0$	0,00	0,00	0,00	2,26
	$^4P_3^0$	1,60	1,60	1,58	1,46
	$^4P_2^0$	1,73	1,73	1,67	1,54
	$^4P_1^0$	2,67	2,67	1,98	
	$^4S_2^0$	2,00	2,00	1,54	1,36
	$^2D_3^0$	1,20	1,24		1,40
	$^2D_2^0$	0,80	0,90		1,34
	$^2P_2^0$	1,33	1,23		1,20
	$^2P_1^0$	0,67	0,99		1,06
	$^2S_1^0$	2,00	1,98		0,47

⁽¹⁾ *Zeits. f. Phys.*, 62 (1930), p. 32 et 69 (1931), p. 36.

On observe dans certains cas une continuité dans la variation des valeurs de g , par exemple pour les termes s^4P_2 ; 4P_1 ; 3P_2 ; 3P_1 et $p^4D_3^0$; $^4P_3^0$; $^3D_3^0$; mais dans d'autres cas il n'en est rien et les dénominations des termes de la configuration $6p$ du brome dont la valeur de j est $\frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$ sont fort suspectes. En ne se basant que sur les effets de Zeemann on peut proposer quelques modifications de dénomination avantageuses, mais si on considère les intensités des combinaisons, ces modifications ne sont pas indiquées. En réalité, la notation Russel-Saunders commence à s'appliquer tout à fait mal à la configuration $6p$, le couplage est très loin du couplage (L. S.) et il a semblé inutile de modifier plus qu'il n'était indispensable la classification de Kiess et De Bruin. Une connaissance plus complète des spectres voisins de celui de Br I permettra peut-être de proposer des notations présentant des rapports plus étroits avec les propriétés des termes. Nous avons jugé inutile de reproduire ici le calcul des limites de séries très légèrement modifiées par les changements apportés. On remarque que les termes $6p^4P_3^0$ et $7p^4P_3^0$ d'une part, $6p^3P_2^0$ et $7p^3P_2^0$ d'autre part, les seuls que les effets Zeeman et les intensités des combinaisons indiquent clairement comme homologues, ont la même limite, ceci ne devrait pas avoir lieu d'après la théorie de Hund si les dénominations étaient parfaitement correctes et les couplages normaux.

VÉRIFICATION DES RÈGLES DE SOMME DES VALEURS DE g . — On ne connaît pas les valeurs du coefficient de Landé pour tous les termes des configurations $5s$ et $6p$; les termes des familles 1D et 1S ont des valeurs de g encore inconnues. La vérification est limitée à la famille 3P .

Configuration 5s.

Valeur de j — Terme	$\frac{5}{2}$		Terme	$\frac{3}{2}$		Terme	$\frac{1}{2}$	
	g obs.	g Lan.		g obs.	g Lan.		g obs.	g Lan.
1P_3	1,60	1,60	1P_3	1,50	1,73	4P_1	2,60	2,67
			2P_2	1,49	1,33	2P_1	0,75	0,67
				2,99	3,06		3,35	3,34

Configuration 6p.

Val. de j . — T.	$\frac{7}{2}$		T.	$\frac{5}{2}$		T.	$\frac{3}{2}$		T.	$\frac{1}{2}$	
	g ob.	g L.		g ob.	g L.		g ob.	g L.		g ob.	g L.
$^4D_1^0$	1,43	1,43	$^4P_3^0$	1,46	1,60	$^4P_2^0$	1,54	1,73	$^4P_1^0$	?	2,67
			$^4D_3^0$	1,23	1,37	$^4D_2^0$	1,62	1,20	$^4D_1^0$	2,26	0,00
			$^4D_1^0$	1,40	1,20	$^4S_1^0$	1,36	2,00	$^2P_1^0$	1,06	0,67
				4,09	4,17	$^2D_3^0$	1,34	0,80	$^2S_1^0$	0,47	2,00
						$^2P_3^0$	1,29	1,33			5,34
							7,15	7,06			

Les vérifications ne sont pas tout à fait correctes, même en tenant compte des erreurs possibles sur les mesures. Il reste une influence probable des termes des familles 1D et 1S sur les termes de la famille 1P , cette influence est révélée également par l'intensité des intercombinaisons.

LIAISON ENTRE LES NIVEAUX DES TERMES ET LES VALEURS DE g .

— Les anomalies d'intervalle et les anomalies des valeurs de g sont dues au même fait : les couplages des électrons

entre eux sont anormaux. On peut se proposer de relier entre elles les anomalies.

Goudsmit ⁽¹⁾ indique une méthode qui permet de relier entre eux les niveaux des termes quel que soit le couplage, intermédiaire entre le couplage (L. S.) et le couplage (*j. j.*).

D'une part pour des configurations simples on sait évaluer les écarts des termes entre eux aussi bien dans le cas du couplage (*j. j.*) que dans le cas du couplage (L. S.) en fonction de paramètres, qui représentent les énergies de couplage spin-orbite des électrons et les énergies de couplage des électrons entre eux. D'autre part la mécanique quantique indique la forme de l'équation qui relie les niveaux des termes de même quantum interne dans une configuration. Cette équation doit permettre de retrouver les niveaux prévus dans les cas particuliers des couplages extrêmes (L. S.) et (*j. j.*), c'est-à-dire quand certains paramètres de couplage deviennent négligeables les uns par rapport aux autres. Ces conditions permettent de déterminer quelquefois entre les niveaux des relations valables pour les couplages intermédiaires.

Goudsmit donne les relations prévues entre les termes qui se présentent quand on ajoute un électron *s* à une configuration ³P caractérisée par *L* = 1 et *S* = 1. Il y a 5 termes. On repère les niveaux par rapport au niveau du seul terme pour lequel *j* = $\frac{5}{2}$, et, en désignant par $E_{\frac{3}{2}}$ et $E_{\frac{1}{2}}$ les énergies des niveaux dont le quantum interne est $\frac{3}{2}$ ou $\frac{1}{2}$, on a :

$$(1) \quad E_{\frac{3}{2}} - (X - 2A)E_{\frac{3}{2}} - \frac{5AX}{2} = 0.$$

$$(2) \quad E_{\frac{1}{2}} - (X - 5A)E_{\frac{1}{2}} - \frac{8AX}{3} + 6A^2 = 0.$$

3A représente la largeur totale du triplet ³P et X la diffé-

⁽¹⁾ *Phys. Rev.*, 35 (1930), p. 1325.

rence d'énergie des deux niveaux qui résultent du couplage entre l'électron s et le vecteur $S = 1$ des termes de triplet.

Les niveaux des termes de la famille $5s^3P$ sont connus, on a :

$$\begin{aligned} E_{\frac{1}{2}} &= -3\,447,3 \text{ cm.}^{-1} \quad \text{et} \quad -5\,533,7 \text{ cm.}^{-1} \\ E_{\frac{3}{2}} &= -1\,470,7 \text{ cm.}^{-1} \quad \text{et} \quad -3\,747,0 \text{ cm.}^{-1}. \end{aligned}$$

On peut calculer A et X avec chacune des équations (1) et (2). On trouve :

$$\begin{aligned} A &= 1\,522 \text{ et } 1\,373 \\ X &= -2\,174 \text{ et } -2\,114 \end{aligned}$$

Le seul fait que les déterminations sont à peu près concordantes est satisfaisant.

L'introduction d'un champ magnétique ajoute une perturbation.

La théorie des perturbations indique la nouvelle forme que prennent les équations qui donnent les niveaux perturbés. On connaît encore, pour les couplages extrêmes, les valeurs des termes en fonctions des paramètres précédents et des valeurs connues de g ; on peut, dans les cas simples, déterminer les formules qui donnent les niveaux des termes perturbés pour les couplages intermédiaires et en déduire les valeurs de g . Green et Loring⁽¹⁾ indiquent la formule utilisable pour les termes de la configuration considérée ci-dessus dont le quantum interne est $\frac{1}{2}$, j'ai déterminé de la même manière la formule applicable aux termes $\frac{3}{2}$.

$$g_{\frac{1}{2}} = \frac{\frac{10E}{3} - \frac{8X}{3} + 8A}{2E - X + 5A} \quad ; \quad g_{\frac{3}{2}} = \frac{\frac{46E}{3} - \frac{26X}{15} + \frac{54A}{5}}{2E - X + 2A}.$$

(1) *Phys. Rev.*, **38** (1931), p. 1289.

TABLEAU VI

Termes	g Landé	g observé	g calculé
$(^3P)^3s\ ^4P_3$	1,60	1,60	1,60
$\ ^4P_2$	1,73	1,50	1,55
$\ ^4P_1$	2,67	2,60	2,43
$\ ^2P_3$	1,33	1,49	1,52
$\ ^2P_1$	0,67	0,75	0,90

Le tableau VI permet de comparer les valeurs observées et calculées.

L'accord n'est pas satisfaisant. Les mêmes calculs effectués sur le spectre Kr II montrent des désaccords analogues. Ces désaccords comme les médiocres vérifications des règles de somme des valeurs de g traduisent probablement l'influence des termes des familles 1D et 1S , influence dont il n'est pas tenu compte dans les hypothèses faites : on a admis qu'on ajoutait un électron s à un état 3P normal, et qui restait normal ; cela n'est peut être pas le cas de l'état fondamental de l'ion Br II.

Conclusion. — On a constaté que la classification de Kiess et de Bruin est en gros correcte et que la configuration $6p$ est fort anormale. Le spectre d'arc du brome se signale par l'influence des différentes familles de termes les unes sur les autres. Une connaissance beaucoup plus détaillée de ce spectre serait nécessaire pour en comprendre complètement les anomalies.

II. Spectre de Br II. — De nombreux auteurs ont publié des listes de longueur d'onde du spectre de Br II, nous avons adopté les listes de MM. L. et E. Bloch qui sont les plus complètes. L'effet Zeeman a été étudié par Ribaud ⁽¹⁾ et par

(¹) *Ann. de Phys.*, 7 (1917), p. 205.

Kimura (¹). Les résultats obtenus avec une dispersion faible sont insuffisants pour les besoins de la classification. Deh (²), a publié quelques multiplets, nous avons constaté que ses interprétations étaient complètement erronées.

La théorie de Hund permet de dresser la liste des termes possibles et la comparaison avec le spectre de Cl II analysé par Murakawa (³) fait prévoir les configurations électroniques les plus probables. On a dressé dans le tableau VII la liste des termes dont l'existence est probable.

TABLEAU VII. — Termes de Br II.

Conf. él.	Terme de base de l'ion Br III			
$n \geq 4$ $n' \geq 4$	4S	2D	2P	
$4s^2 4p^4$ $4s 4p^5$	3P ; 1D ; 1S $^3P^0$; $^3S^0$; $^1P^0$; $^1S^0$			
$4s^2 4p^3 ns$ $4s^2 4p^3 n'p$ $4s^2 4p^3 n'd$	$^3S^0$; $^3S^0$ 1P ; 1P $^3D^0$; $^3D^0$	$^3F^0$ 3F ; 1D ; P $^3G^0$; $^3F^0$; $^3D^0$; $^3P^0$; $^3S^0$; 1G ; 1F ; $^1D^0$; $^1P^0$; $^1S^0$	$^1D^0$ F ; D ; 1P $^1F^0$; $^3D^0$; $^3P^0$; $^1F^0$; $^1D^0$; $^1P^0$	$^3P^0$ D ; 1P ; S ; 1D ; 1P ; S $^1F^0$; $^3D^0$; $^3P^0$; $^1F^0$; $^1D^0$; $^1P^0$

Il a été possible de reconnaître un certain nombre de ces termes surtout parmi ceux de la famille 4S . Les résultats obtenus en ce qui concerne les autres familles bien que très abondants ne sont pas encore assez complets ; l'absence d'intercombinaisons certaines, le manque de certitude sur la valeur des termes fondamentaux ne permettent pas actuellement de faire un exposé complet et sûr de ce spectre. Nous ne parlerons ici que des termes de la famille 4S et seulement

(¹) *Mém. Coll. Sc. Kyoto*, 4, p. 148.

(²) *Proc. Roy. Soc. London A*, 127 (1930), p. 197.

(³) *Zeits. f. Phys.*, 69 (1931), p. 507.

d'une partie des termes reconnus ; les résultats ci-dessous ont été en partie indiqués antérieurement (L. et E. Bloch et P. Lacroute ⁽¹⁾ ⁽²⁾).

CLASSIFICATION ET COEFFICIENT DE LANDÉ. — Le tableau VIII donne la liste des raies classées, il indique pour chaque raie la longueur d'onde et le nombre d'onde observés, le nombre d'onde calculé à l'aide des valeurs admises pour les termes, l'interprétation de la raie, les effets Zeeman calculés à l'aide des valeurs de g adoptées et au-dessous les effets Zeeman observés. Quelques raies dissymétriques ont été réservées.

Le calcul des valeurs de g a été effectué comme pour le spectre d'arc, les déterminations sont en général assez concordantes, les valeurs obtenues sont connues à 0,01 ou 0,02 près.

Cependant les valeurs de g des termes $5s^3S_1^0$, $5s^3S_2^0$, $6s^3S_2^0$ présentent des différences systématiques de l'ordre de 0,04 quand on les calcule avec des raies différentes. Ces différences sont attribuables à un effet Paschen-Back incomplet de la structure hyperfine. Hori, en même temps que la structure des raies de Br I, a étudié la structure de quelques raies de Br II. Les résultats peu abondants ne permettent pas de dresser un tableau relativement complet des coefficients de couplage du noyau. On a pu toutefois, atteindre les coefficients des termes $5s^3S_2^0$ et $5p^3P_{3,2,1}$ en utilisant les structures des raies du triplet $4\ 704,86\ \text{\AA}$. ; $4\ 785,50\ \text{\AA}$. ; $4\ 816,71\ \text{\AA}$.. On a utilisé la méthode graphique d'analyse applicable aux taches mal résolues employée par Tolansky pour l'étude des raies de Br I. Les coefficients a obtenus, évalués en millièmes de nombre d'onde, figurent dans le tableau IX.

On peut déterminer comme on l'a fait pour le spectre d'arc

⁽¹⁾ *C. R.*, **193** (1931), p. 232.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, **4** (1933), p. 148 s.

la largeur des composantes Zeeman qu'on doit attendre si la structure hyperfine subit complètement l'effet Paschen-Back. Le terme $5s^2S_1$, celui des trois termes étudiés dont la structure est la plus grosse, se décompose dans le champ

TABLEAU VIII

λ	ν observé	ν calculé	Classificat.	Effets Zeeman
6618,73	16206,31	16206,28	$5s^2S_1-5p^3P_1$	
6117,62	16341,68	16341,64	$5s^2S_1-5p^3P_2$	
5545,71	18026,96	18026,70	$5p^3P_2-6s^3S_2$	
5482,99	18233,16	18232,76	$5p^3P_1-6s^3S_2$	
5238,23	19085,11	19085,02	$5s^2S_1-5p^3P_1$	(0,50): 1,49 : 1,99
				(0,48): 1,49 : 1,98
5182,36	19290,87	19291,08	$5s^2S_1-5p^3P_2$	(0,00):(0,48): 1,05 : 1,51 : 1,99
				(0,00):(0,49): 1,02 : 1,52 : 2,01
5164,40	19357,96	19357,86	$5s^2S_1-5p^3P_0$	(0,00): 1,99
				(0,00): 1,96
4848,75	20618,13	20618,09	$5p^3P_1-6s^3S_2$	(0,00):(0,33):(0,66): 1,03 : 1,36 : 1,69 : 2,02 : 2,35
				(0,00):(0,34):(0,66): 1,03 : 1,38 : 1,67
4816,71	20755,27	20755,28	$5s^2S_2-5p^3P_1$	(0,00):(0,49): 1,53 : 2,02 : 2,51
				(0,00):(0,49): 1,56 : 2,02 : 2,51
4785,50	20890,64	20890,64	$5s^2S_2-5p^3P_2$	(0,19): 0,38 : 1,04 : 1,83 : 2,02 : 2,21
				(0,34): 1,93 B
4756,00	20976,11	20976,14	$5p^3P_1-6s^3S_2$	(0,19): 0,38 : 1,04 : 1,83 : 2,02 : 2,21
				(0,31): 1,88 B
4735,41	21111,61	21111,50	$5p^3P_1-6s^3S_2$	(0,00):(0,49): 1,53 : 2,02 : 2,51
				(0,00):(0,54): 1,46 : 1,98 : 2,51
4704,86	21248,69	21248,69	$5s^2S_2-5p^3P_1$	(0,00):(0,33):(0,66): 1,03 : 1,36 : 1,69 : 2,02 : 2,35
				(0,00):(0,36):(0,68): 1,02 : 1,38 : 1,71 : 2,06 : 2,43
4396,40	22739,52	22739,48	$5p^3P_2-4d^3D_2$	(0,00): 1,51
				(0,00): 1,61 ?
4356,93	22945,51	22945,54	$5p^3P_1-4d^3D_3$	
4230,00	23634,63	23634,02	$5s^2S_2-5p^3P_1$	(0,00):(0,53): 1,49 : 2,02 : 2,55
				(0,00):(0,57): 2,51
4193,46	23839,96	23840,08	$5s^2S_2-5p^3P_2$	(0,11):(1,02): 1,00 : 1,59 : 2,02 : 2,51
				(0,40):(0,96): 0,98 : 1,51 : 2,01 : 2,53
3980,39	25116,08	25115,96	$5p^3P_2-4d^3D_1$	Voir détails plus loin.
3980,02	25118,42	25118,36	$5p^3P_2-4d^3D_3$	» » »
3946,66	25330,74	25330,87	$5p^3P_2-4d^3D_3$	» » »
3935,15	25404,83	25404,61	$5p^3P_2-4d^3D_1$	» » »
3924,10	25476,36	25476,41	$5p^3P_2-4d^3D_2$	» » »
3914,28	25539,64	25539,97	$5p^3P_1-4d^3D_1$	» » »
3914,10	25540,79	25540,79	$5p^3P_1-4d^3D_0$	» » »
3841,63	25688,93	25688,99	$5p^3P_1-4d^3D_2$	(0,39):(0,64): 1,19 : 1,51 : 1,83 : 2,15
				(0,72): 1,90 B
3871,21	25824,42	25824,28	$5p^3P_1-4d^3D_2$	(0,00):(1,00): 0,51 : 1,51
				(0,00):(1,05): 0,50 : 1,60

magnétique en 5 groupes de termes caractérisés par une valeur du quantum magnétique m_j . les largeurs respectives de ces groupes sont $3am_j$, soit en cm.^{-1} respectivement :

$$0,282 ; 0,141 ; 0,00 ; 0,141 ; 0,282.$$

Dans les champs magnétiques utilisés ces largeurs évaluées en unités Lorentz sont :

$$0,22 ; 0,11 ; 0,00 ; 0,11 ; 0,22.$$

TABLEAU IX

Configur. électron.	Terme		$a.10^3$ cm.^{-1}	g L.	g ob.	Observations
	nature	ν				
$4s^2 4p^3(^4S)5s$	$^5S_2^0$	80.191,52	47	2,00	2,02	
	$^3S_1^0$	75.642,62		2,00	1,99	
$4s^2 4p^3(^4S)5p$	5P_3	58.942,83	5 12 petit	1,67	1,69	
	5P_2	59.300,88		1,83	1,83	
	5P_1	59.436,24		2,50	2,51	
	3P_2	56.351,44		1,50	1,51	
	3P_1	56.557,50		1,50	1,49	
	3P_0	56.284,66		0,00	0,00	
$4s^2 4p^3(^4S)6s$	$^5S_2^0$	38.324,73		2,00	2,02	
$4s^2 4p^3(^4S)4d$	$^5D_4^0$	33.826,87		1,50	1,51	dissymétrique
	$^5D_3^0$	33.824,47		1,50	1,50	dissymétrique
	$^5D_2^0$	33.611,96		1,50	1,51	
	$^5D_1^0?$	33.896,27		1,50	1,49	diss. (2D) $^3P^0?$
	$^5D_0^0?$	33.895,45		0,00	0,00	» (2D) $^3P_0^0?$

Quand ces termes se combinent avec un terme dont la structure est faible, certaines composantes ont des largeurs de l'ordre de 0,20. On ne peut être très étonné que les pointés soient peu précis ou qu'une dissymétrie d'intensité à l'inté-

rieur de ces composantes larges se traduise par un déplacement apparent de l'ordre de 0,10.

Le tableau IX donne la liste des termes ; la valeur absolue a été obtenue en calculant la limite de série des termes $ns^3S_2^0$; ce calcul effectué sur deux termes seulement ne saurait être considéré comme très précis.

Les niveaux des termes sont de l'ordre de ceux que l'on peut prévoir par la comparaison des spectres analogues et les valeurs de g obtenues sont celles du couplage Russell-Saunders à la précision des mesures près.

La dénomination attribuée aux termes $^3D_1^0$ et $^3D_0^0$ est actuellement assez douteuse car le multiplet 3D serait fort perturbé. On est certainement en présence d'un terme X_0 , et d'un terme X_1 dont la valeur de g est 1,50, mais au lieu de termes $4d(^1S)^3D^0$ ces termes peuvent être des termes $4d(^3D)^3P^0$ par exemple. Une connaissance plus complète du spectre de Br II permettra de trancher la question.

Effets Paschen-Back. — Nous avons réservé quelques raies dissymétriques dont la dissymétrie s'explique bien en admettant un effet Paschen-Back entre des termes voisins.

Termes $4d^3D_1^0$ et $4d^3D_3^0$.

Les raies 3 980,39 Å., 3 980,02 Å. et 3 924,10 Å. combinaisons des termes $4d^3D_{1,3}^0$ avec les termes $5p^3P_3$ et $5p^3P_2$ donnent lieu à des effets Zeeman dissymétriques. En analysant les effets Zeeman obtenus dans un champ de 31 000 gauss, on a pu déterminer la décomposition des termes $^3D_1^0$ et $^3D_3^0$ en adoptant pour les valeurs de g des termes $5p^3P_3$ et $5p^3P_2$, 1,69 et 1,83, valeurs déterminées à l'aide d'autres raies.

On a porté dans le tableau X les positions en unité Lorentz des termes correspondant aux différentes valeurs de m , le milieu de la décomposition de $^3D_3^0$ a été adopté comme origine. Seuls les nombres indiqués en caractères gras ont été

TABLEAU X

Val. m.	- 4	- 3	- 2	- 1	0	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4
D ₁	-5,29	-3,76	-2,23	-0,70	+0,83	+2,33	+3,83	+5,32	+6,82
D ₃		-4,49	-3,09	-1,62	-0,12	+1,38	+2,93	+4,49	

TABLEAU XI

$^3D_{1,3}^0 - ^3P_3; 3,980 \text{ \AA.}$					$^5D_3^0 - ^5P_2; 3,924 \text{ \AA.}$		
$^3D_1^0(\sigma)$	$^3D_1^0(\pi)$	$^3D_3^0(\sigma)$	$^3D_3^0(\pi)$	Val. obs.	$^5D_3^0(\sigma)$	$^5D_3^0(\pi)$	Val. obs.
-2,84				(0) -2,85 σ	-2,04		(0) ? -1,67
-2,68					-1,71		(1) -1,31
-2,52				A'	-1,38		(2) -1,10 σ
-2,33					-1,10		(5) -0,83 σ
-2,21					-0,83		(1) -0,64
-1,92	-1,98			(2) -1,75 σ	-0,57		(3) -0,24 π
-1,75	-1,76				-0,21		(3) +0,13 π
	-1,57				+0,12		(3) +0,47 π
	-1,38				+0,45		(5) +0,83
	-1,31	-1,24		-1,29 π	+0,73		σ et π
	-1,15	-1,11		à	+0,83		? +1,26
	-0,99			-0,83 π	+1,26		? +1,64
	-0,83			à	+1,62		? +1,98
	-0,64		-0,58		+1,95		
	-0,45			-0,37 π	+2,28		
	-0,25		-0,29				
+0,22			-0,07	(5) +0,22 σ			
+0,38			+0,31	(2) +0,65 π			
+0,54			+0,45				
+0,70			+0,58				
+0,86							
+1,05							
+1,24							
	+1,11			(1) +1,71 σ			
	+1,40						
	+1,62						
	+1,81						
	+2,00						
	+2,14						

effectivement donnés par l'effet Zeeman, les autres ont été évalués par interpolation. Les valeurs de g portées dans le tableau IX sont des valeurs moyennes déduites de l'écart des termes de m le plus élevé.

Le tableau XI indique les décompositions observées et les décompositions calculées à partir du tableau X. J'ai ajouté une constante aux décompositions observées pour rendre la comparaison plus facile. Des indications d'intensité entre parenthèses précèdent les nombres qui donnent les positions des composantes observées.

On voit sur ce tableau que les décompositions admises dans le tableau X permettent d'expliquer les effets Zeeman observés de façon satisfaisante.

Termes $4d^5D_1^0$ et $4d^5D_0^0$. — Les deux termes voisins $^5D_1^0$ et $^5D_0^0$ subissent un effet Paschen-Back très accentué et les raies $3\,935,15\text{ \AA.}$ et $3\,914,28\text{ \AA.}$ permettent de déterminer la décomposition de ces termes. Les valeurs de g utilisées pour les termes 5P_3 et 5P_1 sont 1,83 et 2,51. Les tableaux XII et XIII sont établis dans les mêmes conditions que les tableaux X et XI.

TABLEAU XII

Val. m	- 1	0	+ 1
$^5D_1^0$	- 1,51	- 1,06	+ 1,51
$^5D_0^0$		- 1,85	

On remarque dans le tableau XII le grand déplacement du terme $^5D_1^0(m = 0)$. L'accord des décompositions Zeeman prévues et observées est satisfaisant. On doit noter que l'effet Paschen-Back abroge la règle de sélection relative aux j ; on

observe en effet avec des intensités notables des transitions du terme ${}^3P_2(m = +1)$ aux deux termes du groupe ${}^1D_{1,0}$ dont la valeur de m est 0. Les règles de sélection s'appliquent pour le quantum magnétique m et les polarisations observées sont correctes. Les règles d'intensité ordinaires ne sont plus valables.

TABLEAU XIII

${}^3P_1 - {}^3D_{1,0} \ 3.914,2 \text{ \AA.}$					${}^5P_2 - {}^3D_{1,0} \ 3.935,1 \text{ \AA.}$				
${}^3D_1(\tau)$	${}^3D_1(\pi)$	${}^3D_0(\tau)$	${}^3D_0(\pi)$	Val. obs.	${}^3D_1(\tau)$	${}^3D_1(\pi)$	${}^3D_0(\tau)$	${}^3D_0(\pi)$	Val. obs.
-3,57				(0) -3,59 σ	-2,15				(4) -2,15 σ
-1,51				(0) -1,50 σ	-2,89				(1) -2,88 σ
	-1,00			(3) -1,04 π	-1,51				(0)? -1,51
		-0,66		(3) -0,65 σ		-0,32			(2) -0,33 π
	+1,00			(1) +0,98 π	-1,06				(2) -1,10 π
+1,45				(4) +1,43 τ			-0,02		(2) +0,31 π
+1,51					+0,32				
			+1,85	(2) +1,85 π	+1,51				(0)? +0,77
		+4,36			+0,77			+1,85	(6) +2,15
					+2,15				σ et π
							+3,68		(1) +3,67 σ

Conclusion. — L'allure du spectre est bien celle qu'on peut attendre par comparaison avec les spectres analogues déjà classés ; les termes $({}^1S)p^3P$ notamment sont semi-inverses le même phénomène a lieu pour le spectre de A III ⁽¹⁾.

On ne peut présenter encore une comparaison très détaillée avec les spectres voisins ; les résultats publiés sont trop incomplets, mais ce début de classification qui semble solidement établi pourra servir de base à un développement ultérieur.

(1) DE BRUIN, *Proc. Roy. Soc. Amst.*, 36 (1933), p. 724.

CHAPITRE V

Spectre de I II.

Introduction. — Nous ne parlerons ici que du spectre de I II. En ce qui concerne le spectre d'arc analysé par E. Evans ⁽¹⁾, C. Deb ⁽²⁾ et S. Tolansky ⁽³⁾ et le spectre de I III sur lequel J. Seth ⁽⁴⁾ a donné quelques indications, les résultats donnés par l'étude de l'effet Zeeman sont trop fragmentaires pour permettre de compléter ou de vérifier solidement les connaissances actuelles.

Les listes de longueurs d'onde les plus complètes, que nous avons surtout utilisées, sont celles de L. et E. Bloch ⁽⁵⁾, ces listes sont aussi celles où les spectres des divers ordres d'excitation de l'iode semblent les mieux séparés. J'ai utilisé également les listes de Kerris ⁽⁶⁾ dont les mesures semblent un peu plus précises pour les plus grandes longueurs d'onde de la région où L. et E. Bloch ont opéré avec un spectrographe à prisme. Les mesures publiées ici-même ont servi pour les longueurs d'onde inférieures à 2 200 Å.

Les termes que la théorie de Hund indique comme possibles et que la comparaison avec les spectres analogues connus permet d'attendre, peuvent être prévus à l'aide du

⁽¹⁾ *Proc. Roy. Soc., A*, **133** (1931), p. 417.

⁽²⁾ *Proc. Roy. Soc., A*, **139** (1933), p. 380.

⁽³⁾ *Proc. Roy. Soc., A*, **136** (1932), p. 585.

⁽⁴⁾ *Nature*, **127** (1931), p. 165.

⁽⁵⁾ *Ann. de Phys.*, **11** (1929), p. 75 et p. 884.

⁽⁶⁾ *Zeits. f. Phys.*, **60** (1930), p. 20 et **61** (1930), p. 874.

tableau VII du chapitre IV, page 62, établi pour Br II. Il suffit d'augmenter le quantum n d'une unité.

Le premier essai de classification a été fait par Murakawa⁽¹⁾ qui a étudié avec soin la structure hyperfine de quelques raies en vue d'atteindre le moment nucléaire de l'iode. Murakawa a indiqué les termes 5P et 3P de la configuration $5s^25p^36p$, $^5S^0$ et $^3S^0$ des configurations $5s^25p^3$, $6s$ et $7s$ et il a donné la valeur de deux autres termes.

Une remarque s'impose; Murakawa conclut à un moment nucléaire de l'iode $i = \frac{5}{2}$ en désaccord avec le moment trouvé par Tolansky au cours de l'étude des raies d'arc. Les conclusions de ces deux auteurs reposent sur la précision de leurs mesures mais aussi beaucoup sur l'exactitude de la classification des raies étudiées. Le travail de Tolansky est basé sur la classification du spectre d'arc donnée par Evans, classification qui n'est pas complètement en accord avec celle donnée par Deb. Les conclusions de Murakawa reposent sur la classification de I II qu'il donne. Il était intéressant de vérifier à l'aide de l'effet Zeeman la classification de I II donnée par Murakawa. Disons tout de suite que cette classification est parfaitement correcte, ce qui confirme la valeur $\frac{5}{2}$ du moment nucléaire de l'iode.

On pouvait espérer une confirmation plus éclatante; les composantes Zeeman doivent être divisées en 6 raies par la structure hyperfine et dans certains cas l'écart prévu entre ces raies permettait d'espérer les séparer avec le réseau que j'utilisais. Malheureusement, malgré des poses de très longue durée, je n'ai jamais obtenu les raies intéressantes, $5496 \text{ \AA.}$ et $5775 \text{ \AA.}$, avec une intensité suffisante pour en étudier tous les détails. Cependant nous verrons que ces

(¹) *Sc. Pap. Tokyo*, 20 (1933), p. 285.

raies apportent une vérification directe assez bonne de la valeur de i qui est bien $\frac{5}{2}$.

Classification du spectre de I II. — Quand on cherche à compléter la classification du spectre de I II de grosses difficultés matérielles et de principe se présentent.

Le spectre de I II est très riche, plus de 1200 raies, si bien que les mêmes différences de nombres d'onde se retrouvent très souvent, en outre les mesures de longueur d'onde ne peuvent être très précises en raison de la structure hyperfine qui est en général grande.

La structure hyperfine a été étudiée par Murakawa et par Wood et Kimura (1) dont l'étude est plus complète, mais moins précise. L'interprétation des mesures est toujours délicate, car le grand moment nucléaire de l'iode $\frac{5}{3}$ conduit à des structures de raies très compliquées et qui ne sont jamais bien résolues. L'emploi des méthodes graphiques d'analyse applicables aux taches mal résolues conduit à partir des mesures de Wood et Kimura à des résultats peu cohérents; on n'obtient guère que l'ordre de grandeur des coefficients de couplage du noyau avec les électrons. Les suggestions et les contrôles apportés par l'étude de la structure hyperfine sont peu précis.

Les *effets Zeeman* sont fort troublés par la structure hyperfine et justement surtout pour les raies dont la position est un peu douteuse. Une connaissance assez précise des coefficients de couplage a serait souvent nécessaire pour interpréter les décompositions Zeeman; nous avons vu plus haut qu'on ne connaît que l'ordre de grandeur de ces coefficients.

Les difficultés de principe sont également grandes. Ce qu'on sait sur les spectres des éléments lourds permet de prévoir dans le cas de l'iode des multiplets fort élargis et qui

(1) *Astro, Phys. J.*, **46** (1917), p. 181.

se chevauchent; les notions de familles, de multiplicités doivent perdre beaucoup de leur sens en ce qui concerne les écarts des termes et les intensités de leurs combinaisons.

La connaissance des spectres des ions de la même famille que l'iode n'est très avancée que pour les éléments légers F II ⁽¹⁾ et Cl II ⁽²⁾ dont la comparaison ne peut donner d'indications très précises sur le spectre de I II. La connaissance d'autres spectres pourrait aussi être instructive, ce sont ceux de A III ⁽³⁾, de Xe III et de Kr III ⁽⁴⁾, et ceux de Te I ⁽⁵⁾ et de Se I ⁽⁶⁾; malheureusement on connaît certains de ces spectres de façon fort incomplète.

Malgré ces difficultés, l'effet Zeeman, la structure hyperfine et la comparaison avec les spectres analogues ont permis de développer largement la classification de Murakawa.

Le tableau II donne la liste des termes reconnus; on donne les valeurs des termes, les valeurs du quantum interne j et du coefficient de Landé g , la nature des termes et la configuration électronique à laquelle ils appartiennent, la valeur de g théorique dans le couplage (L. S.), enfin une indication sur l'ordre de grandeur des coefficients de couplage a du noyau avec les électrons. On entend par structures petites des structures où a est inférieur à $0,03 \text{ cm.}^{-1}$; par structures grosses des structures où a est supérieur à $0,03 \text{ cm.}^{-1}$.

Les termes déjà signalés par Murakawa sont notés avec un astérisque, la précision obtenue sur les valeurs de g est indiquée par les lettres A, B et C, si les valeurs sont connues à 0,01 ou 0,02; 0,03; ou 0,05 près.

La valeur de toutes ces indications sera discutée plus loin.

;

(¹) BOWEN, *Phys. Rev.*, **45** (1934), p. 82.

(²) MURAKAWA, *Zeits. f. Phys.*, **69** (1931), p. 507.

(³) DE BRUIN, *Proc. Roy. Soc. Amst.*, **36** (1933), p. 624.

(⁴) DEB et DUTT, *Zeits. f. Phys.*, **67** (1931), p. 138.

(⁵) O. BARTELT, *Zeits. f. Phys.*, **88** (1934), p. 522.

(⁶) GILLES et RUEDY, *Phys. Rev.*, **40** (1933), p. 204.

TABLEAU I. — Termes de I II

Configurations électroniques	Termes				
	Nature	Valeur	Valeur de g	g Landé	Structure hyperfine
$5s^2 5p^1$	3P_1	156082			
	3P_0	149631			
	3P_2	148092			
	1D_2	142351			
	1S_0	123453			
$5s^2 5p^3(^3S)6p$	4P_1	56885,21	2,264 A	2,50	petite
	4P_2	56747,67	1,70 A	1,83	"
	4P_0	56072,11	1,60 A	1,67	"
	2P_1	54430,66	1,51 A	1,50	"
	2P_2	53461,20	1,484 A	1,50	"
	2P_0	53070,37	0,00	0,00	"
$5s^2 5p^3(^3D)6p$	4D_1	46067,69	0,89 A	0,50	"
	4D_2	45844,86	1,161 A	1,17	"
	4D_3	44655,39	1,18 A	1,33	"
	2F_2	44776,21	0,87	0,67	grosse
	2F_3	40806,47	1,24 A	1,08	petite
	2F_1	41917,21	1,13 B	1,00	$a = 0,03 \text{ cm}^{-1}$
	2P_1	41438,54	0,00	0,00	"
	2P_2	40365,77	1,42 A	1,50	petite
	2P_0	39989,50	1,42 A	1,50	"
	1D_2	36991,35	1,024 A	1,00	"
$5s^2 5p^3(^3P)6p ?$	4D_1	31362,18			
	4D_2	31290,92			
	4D_3	31233,00			
	2D_1	30847,68			
$5s^2 5p^3(^3S)6s$	4S_1	75042,14	1,78 B	2,00	$a = 0,086 \text{ cm}^{-1}$
	2S_1	71232,00	1,74 A	2,00	petite
$5s^2 5p^3(^3D)6s$	4D_1	63941,77	0,66 A	0,50	
	4D_2	62383,09	1,06 A	1,17	
$5s^2 5p^3(^3S)5d$	4D_1	74166,93	1,57 C	1,17	$a = 0,152 \text{ cm}^{-1}$
	4D_2	71852,54	1,50 A	0,50	petite
	4D_3	70346,84			
	4D_1	70038,47			
	4D_2	69909,84	1,44 A	1,50	petite
	4D_3	68340,57	1,45 A	1,50	"

Configurations électroniques	Termes					
	Nature	Valeur	Valeur de g	g Landé	Structure hyperfine	
$5s^2 5p^3(^3D)5d$	$^3F_2^0$	65576,14	1,14	C	0,67	grosse
	$^3D_1^0$	61249,08	0,665	A	0,50	
	$^3D_3^0$	59423,93	1,34	B	1,33	
	$^1D_2^0$	58990,98	1,26	C	1,17	
	$^1D_2^0$	58373,56	0,93	C	1,00	
	b_3^0	57898,67				
$5s^2 5p^3(^4S)7s$	$^4S_2^0$	37467,41	1,87	B	2,00	
	$^4S_1^0$	36186,02				
$5s^2 5p^3(^4S)6d$	$^3D_3^0$	38139,28				
	$^3D_3^0$	38071,84				
	$^3D_1^0$	34999,17	1,42	A	0,50	
	$^5D_0^0$	34373,22	0,00		0,00	
	$^5D_3^0$	34296,93	1,43	A	1,50	
	$^5D_2^0$	34256,14	1,43	A	1,50	
	$^5D_4^0$	34248,94	1,45	A	1,50	
	$^5D_1^0$	33831,27	1,44	A	1,50	
$5s^2 5p^3 7s$ ou $6d$	c_3^0	34879,23	1,17	A		grosse
	d_3^0	30786,37	1,26	A		
	e_2^0	29936,24	1,18	B		

Le tableau II donne la liste des raies classées, elles sont indiquées par leur intensité, leur longueur d'onde et leur nombre d'onde. Au-dessus de 2000 Å. les longueurs d'onde sont des longueurs d'onde dans l'air prises comme les intensités en général dans la liste de MM. L. et E. Bloch. J'ai adopté cependant les longueurs d'onde indiquées par Murakawa pour certaines raies dont il a étudié la structure, les

TABLEAU II

<i>i</i>	λ	ν observé	ν calculé	Interprétation	Observations
8	7351,32	13599,27	13599,17	(¹ S) 5d ³ D ₃ —(¹ S) 6p ³ P ₂	
5d	7138,99	14003,69	14003,81	<i>b</i> ₃ —(² D) 6p ³ D ₂	
8	7032,96	14214,85	14214,76	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ F ₂	
4	7021,57	14237,91	14237,73	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(¹ S) 6p ³ P ₃	
7	7018,87	14243,39	14243,28	<i>b</i> ₃ —(² D) 6p ³ D ₃	
15	6958,79	14366,36	14366,36	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₃	
3	6904,82	14478,65	14478,70	(² D) 5d ¹ D ₂ —(² D) 6p ³ D ₂	
10	6902,11	14484,33	14484,33	(¹ S) 6s ³ S ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₃	
8	6812,54	14674,77	14674,73	(¹ S) 5d ³ D ₃ —(¹ S) 6p ³ P ₃	
2	6792,45	14718,18	14718,17	(² D) 5d ¹ D ₂ —(² D) 6p ³ D ₃	
4	6718,85	14879,40	14879,37	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₂	
7	6666,04	14907,27	14907,33	(¹ S) 5s ¹ D ₁ —(¹ S) 6p ¹ P ₁	
3	6622,49	15095,90	15096,12	(² D) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ D ₂	
od	6618,63	15104,70	15104,87	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₂	
6	6585,19	15181,41	15181,39	(¹ D) 5d ¹ D ₁ —(¹ D) 6p ¹ D ₁	
0	6546,89	15270,22	15270,20	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₀	
0	6524,86	15321,78	15321,99	(¹ S) 6p ³ P ₂ —(¹ S) 6d ³ D ₃	
1	6518,86	15335,88	15335,59	(² D) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ D ₃	
2	6496,01	15389,82	15389,36	(¹ S) 6p ³ P ₂ —(¹ S) 6d ³ D ₃	
2	6458,41	15479,42	15479,18	(¹ S) 5s ¹ D ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₁	
6	6339,97	15768,39	15768,54	(² D) 5s ³ D ₃ —(² D) 6p ³ D ₃	Arc 2
5	6255,50	15981,52	15981,46	<i>b</i> ₃ —(² D) 6p ¹ F ₃	
4	6250,61	15994,02	15993,70	(¹ S) 6p ³ P ₂ —(¹ S) 7s ³ S ₂	
9	6127,45	16315,50	16315,40	(² D) 6s ³ D ₃ —(² D) 6p ³ D ₁	
3	6077,79	16448,80	16448,64	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(¹ S) 6p ³ P ₂	
8	6074,97	16456,44	16456,35	(² D) 5d ¹ D ₂ —(² D) 6p ¹ F ₃	
6	6063,87	16472,08	16472,87	(² D) 5d ³ D ₁ —(² D) 6p ³ F ₂	
10	5950,19	16801,35	16801,34	(¹ S) 6s ³ S ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₁	Z.
3	5920,90	16884,66	16884,35	(¹ S) 6p ³ P ₀ —(¹ S) 7s ³ S ₁	
2	5920,55	16885,65	16885,64	(¹ S) 5d ³ D ₃ —(¹ S) 6p ³ P ₂	
3	5893,43	16963,36	16963,25	(¹ S) 6p ³ P ₁ —(¹ S) 7s ³ S ₂	
0	5855,20	17074,11	17073,77	(¹ D) 5d ¹ D ₂ —(¹ D) 6p ¹ F ₃	
1	5849,01	17092,24	17092,20	<i>b</i> ₃ —(² D) 6p ³ F ₂	
6	5787,05	17275,18	17275,18	(¹ S) 6p ³ P ₂ —(¹ S) 7s ³ S ₁	
10	5774,84	17311,72	17311,72	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(¹ S) 6p ³ P ₁	Z. M.
6	5760,71	17354,17	17354,20	(² D) 5s ³ D ₁ —(² D) 6p ³ D ₃	Z.
15	5739,12	17419,57	17419,26	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(¹ S) 6p ³ P ₃	Z. M.
6	5738,28	17421,00	17421,88	(¹ S) 5d ¹ D ₁ —(¹ S) 6p ¹ P ₁	Z. L.
8	5716,46	17506,88	17506,72	(¹ D) 5d ¹ D ₁ —(¹ D) 6p ¹ F ₁	Z. W.
4	5702,00	17532,82	17532,83	(¹ S) 6p ¹ P ₁ —(¹ S) 6d ¹ D ₁	
			17532,90	<i>b</i> ₃ —(² D) 6p ³ P ₂	
7	5690,87	17567,14	17567,09	(² D) 5d ¹ D ₂ —(² D) 6p ³ F ₃	Z. W.
2	5679,94	17600,95	17600,27	(¹ S) 6p ³ P ₃ —(¹ S) 6d ³ D ₃	
6	5678,00	17606,96	17606,88	(² D) 6s ³ D ₃ —(² D) 6p ³ F ₂	Z. W.
8	5625,65	17770,80	17770,80	(¹ S) 6s ³ S ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₂	Z. M.
3	5551,55	18008,00	18007,70	(¹ D) 5d ¹ D ₁ —(¹ D) 6p ¹ P ₁	Z.
6	5504,59	18161,62	18161,63	(¹ S) 6s ³ S ₁ —(¹ S) 6p ³ P ₀	Z.
4	5497,66	18184,52	18184,31	(¹ D) 5d ¹ D ₁ —(¹ D) 6p ¹ F ₁	K.

<i>i</i>	λ	ν observé	ν calculé	Interprétation	Observations
10	5496,82	18187,29	18186,93	(⁴ S) 6s ⁵ S ₂ —(⁴ S) 6p ⁵ P ₁	Z. M. W. M'
7	5491,42	18205,18	18204,70	(⁴ S) 6p ³ P ₂ —(⁴ S) 7s ³ S ₂	Z.
5	5479,45	18244,95	18244,64	(⁴ S) 6p ⁵ P ₁ —(⁴ S) 7s ³ S ₁	
15	5464,57	18294,63	18294,47	(⁴ S) 6s ⁵ S ₂ —(⁴ S) 6p ⁵ P ₂	Z. M. W. M'
5	5437,89	18384,32	18384,06	(² D) 5d ⁴ D ₂ —(² D) 6p ³ P ₁	Z. W.
8	5435,74	18391,66	18391,34	(⁴ S) 5d ³ D ₁ —(⁴ S) 6p ³ P ₂	Z.
7	5407,25	18488,56	18489,23	(² D) 6s ³ D ₂ —(² D) 6p ³ D ₂	Z. W.
20	5405,32	18495,17	18494,82	(⁴ S) 5d ³ D ₂ —(⁴ S) 6p ³ P ₃	Z. M. W. M'. K.
4	5380,04	18582,06	18581,97	(⁴ S) 6p ³ P ₂ —c ₃	
3	5372,44	18608,35	18608,41	(⁴ S) 6p ¹ P ₂ —(⁴ S) 6d ³ D ₂	
7	5360,82	18617,43	18617,46	(² D) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ F ₃	Z. W.
3	5367,64	18625,00	18625,21	(² D) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ P ₂	
0	5353,07	18675,69	18675,83	(⁴ S) 6p ¹ P ₂ —(⁴ S) 6d ³ D ₂	
1	5341,58	18715,86	18715,93	(⁴ S) 6p ⁵ P ₁ —(⁴ S) 6d ³ D ₂	
8	5338,16	18727,85	18727,70	(² D) 6s ³ D ₂ —(² D) 6p ³ D ₃	Z. W.
4	5322,77	18782,00	18782,17	(⁴ S) 5d ³ D ₁ —(⁴ S) 6p ³ P ₀	Z.
7	5245,64	19058,16	19058,16	(² D) 5d ⁴ D ₃ —(² D) 6p ³ P ₂	Z. W.
6	5216,23	19165,61	19165,56	(² D) 6s ³ D ₁ —(² D) 6p ³ F ₂	Z.
2	5205,54	19204,97	19205,06	(⁴ S) 6p ³ P ₂ —(⁴ S) 6d ³ D ₂	
6	5185,22	19280,23	19280,26	(⁴ S) 6p ⁵ P ₂ —(⁴ S) 7s ⁵ S ₂	
9	5161,18	19370,03	19370,03	(⁴ S) 6s ⁵ S ₂ —(⁴ S) 6p ³ P ₂	Z. M. W. M'
5	5156,45	19387,80	19387,80	(⁴ S) 6p ⁵ P ₁ —(⁴ S) 7s ⁵ S ₂	
1	5124,61	19508,26	19508,45	(² D) 5d ⁴ F ₂ —(² D) 6p ³ D ₁	
4	5065,39	19736,33	19736,27	(⁴ S) 5d ³ D ₂ —(⁴ S) 6p ³ P ₁	W.
3	5046,47	19810,32	19810,54	(² D) 5d ³ D ₁ —(² D) 6p ³ P ₀	
6	4986,92	20046,88	20046,91	(² D) 6s ³ D ₁ —(² D) 6p ³ D ₂	Z.
4	4884,82	20465,88	20465,88	(² D) 6s ³ D ₂ —(² D) 6p ³ F ₃	Z.
4	4862,13	20561,39	20561,65	(⁴ S) 6p ⁵ P ₂ —(⁴ S) 7s ⁵ S ₁	
8	4853,19	20599,27	20599,39	(⁴ S) 6p ³ P ₁ —(⁴ S) 6d ³ D ₁	Z.
8	4850,33	20611,43	20611,48	(⁴ S) 6s ⁵ S ₂ —(⁴ S) 6p ³ P ₁	Z. L.
9	4828,28	20705,54	20705,73	(⁴ S) 5d ³ D ₂ —(⁴ S) 6p ³ P ₂	Z. L.
3	4808,02	20792,79	20792,88	(⁴ S) 6p ⁵ P ₃ —c ₃	Z.
5	4806,42	20799,71	20799,93	(² D) 5d ³ F ₂ —(² D) 6p ³ F ₃	Z.
3d	4787,21	20883,17	20883,31	(² D) 5d ³ D ₁ —(² D) 6p ³ P ₂	Z.
2	4702,42	21259,72	21259,58	(² D) 5d ³ D ₁ —(² D) 6p ³ P ₁	Z.
8	4676,93	21375,59	21375,18	(⁴ S) 6p ⁵ P ₃ —(⁴ S) 6d ⁵ D ₃	Z.
8	4675,50	21382,12	21382,21	(² D) 5d ⁴ D ₃ —(² D) 6p ³ D ₂	Z.
4	4668,08	21416,11	21415,97	(⁴ S) 6p ⁵ P ₃ —(⁴ S) 6d ⁵ D ₂	Z.
10	4666,51	21423,31	21423,17	(⁴ S) 6p ³ P ₃ —(⁴ S) 6d ⁵ D ₄	Z.
5	4633,35	21576,63	21576,62	(² D) 6s ³ D ₂ —(² D) 6p ³ F ₃	Z.
10	4632,44	21580,88	21580,94	(⁴ S) 6s ⁵ S ₂ —(⁴ S) 6p ³ P ₂	Z. M. W. M'
3	4596,73	21748,52	21748,50	(⁴ S) 6p ³ S ₂ —(⁴ S) 6d ³ D ₁	Z.
7	4574,12	21856,02	21856,04	(⁴ S) 6p ⁵ P ₁ —(⁴ S) 6d ³ D ₁	Z.
4	4571,52	21868,45	21868,44	(⁴ S) 6p ⁵ P ₃ —c ₃	Z.
2	4560,61	21920,77	21920,75	(² D) 5d ³ F ₂ —(² D) 6p ³ D ₃	Z. L.
4	4544,30	21999,44	21999,63	(² D) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ⁴ D ₂	Z. W.
4	4540,65	22017,13	22017,32	(² D) 6s ³ D ₂ —(² D) 6p ³ P ₂	Z. W.
5	4488,55	22273,68	22272,88	(² D) 5d ³ D ₁ —(² D) 6p ³ D ₁	Z.
6	4464,31	22393,61	22393,59	(² D) 6s ³ D ₂ —(² D) 6p ³ P ₁	Z. W.
15	4452,90	22450,99	22450,74	(⁴ S) 6p ⁵ P ₃ —(⁴ S) 6d ⁵ D ₃	Z.
8	4446,78	22481,89	22481,89	(⁴ S) 6p ⁵ P ₁ —(⁴ S) 6d ⁵ D ₀	Z.
15	4444,89	22491,48	22491,53	(⁴ S) 6p ⁵ P ₂ —(⁴ S) 6d ⁵ D ₂	Z. classée III par erreur.

	λ	observé	calculé	Interprétation	Observations
7	4442,56	21503,25	22503,23	(¹ D) 6s (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₂	Z.
10	4443,74	22508,18	22509,07	(¹ S) 6p (¹ P) ₁ —(¹ S) 6d (¹ D) ₂	Z.
15	4408,96	22674,74	22674,87	(¹ S) 6p (³ P) ₂ —d ₃	Z.
4	4362,44	22916,53	22916,49	(¹ S) 6p (³ P) ₂ —(¹ S) 6d (³ D) ₁	Z.
6	4342,07	23024,04	23023,94	(¹ S) 6p (³ P) ₁ —(¹ S) 6d (³ D) ₁	Z.
1	4249,70	23524,47	23524,96	(¹ S) 6p (³ P) ₂ —e ₂	Z.
0	4249,49	23525,63	"	"	"
1	4240,37	23576,23	23576,00	(³ D) 6s (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₂	Z.
4	4225,49	23659,25	23658,19	(³ D) 5d (³ F) ₂ —(³ D) 6p (¹ F) ₃	Z.
0	4192,90	23842,61	23842,15	(¹ S) 5d (¹ D) ₂ —(³ D) 6p (³ D) ₁	Z.
3	4173,79	23952,31	23952,27	(³ D) 6s (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₁	Z.
1	4089,55	24445,69	24445,71	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
1d	4081,41	24494,51	24494,49	(¹ S) 6p (³ P) ₁ —e ₂	Z.
4	4036,06	24769,66	24769,67	(³ D) 5d (³ F) ₂ —(³ D) 6p (³ F) ₃	Z.
3	4017,22	24885,83	24885,74	(¹ S) 6p (³ P) ₃ —d ₃	Z.
3	3972,81	25164,01	25164,31	(¹ S) 6s (³ S) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₁	Z.
3	3965,49	25210,46	25210,37	(³ D) 5d (³ F) ₂ —(³ D) 6p (³ P) ₂	Z. L.
2	3937,18	25391,73	25391,74	(³ D) 6s (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
3	3907,15	25586,88	25586,84	(³ D) 5d (³ F) ₂ —(³ D) 6p (³ P) ₁	Z.
2	3877,16	25784,79	25784,85	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₁	Z.
2	3850,80	25961,29	25961,30	(¹ S) 6p (³ P) ₂ —d ₁	Z.
2	3842,88	26014,80	26014,98	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
1	3779,37	26451,93	26451,88	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₁	Z. K.
0	3778,90	26455,45	26455,79	(¹ S) 6s (³ S) ₁ —(³ D) 6p (³ F) ₂	Z. K.
1	3716,11	26902,23	26902,03	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₀	Z.
0	3709,44	26950,61	26950,42	(³ D) 6s (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
0	3695,55	27051,90	27050,99	b ₃ —a ₂	? raie voisine.
2	3692,20	27076,44	27076,33	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ F) ₂	Z.
3	3657,00	27337,06	27337,14	(¹ S) 6s (³ S) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
1	3631,86	27525,28	27525,88	(³ D) 5d (¹ D) ₂ —a ₂	Z.
3	3575,82	27957,66	27957,68	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
4	3573,63	27974,79	27974,80	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₂	Z.
2	3571,35	27992,65	27992,63	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (¹ F) ₃	Z.
4	3552,17	28143,80	28143,30	(³ D) 5d (³ D) ₂ —a ₂	Z.
2	3526,21	28350,98	28351,07	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ D) ₁	Z.
2	3516,47	28429,51	28429,63	(¹ S) 5d (³ D) ₃ —(³ D) 6p (¹ F) ₃	Z.
0	3498,48	28575,70	28575,70	(³ D) 5d (³ D) ₃ —a ₂	Z.
3	3497,38	28584,68	28584,79	(³ D) 5d (³ F) ₂ —(³ D) 6p (¹ D) ₂	Z.
3	3435,04	29103,01	29103,37	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ F) ₃	Z.
2	3401,50	29390,34	29390,72	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ F) ₂	Z.
2	3383,89	29513,95	29514,07	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ P) ₂	Z.
3	3355,52	29793,11	29793,46	(¹ S) 6s (³ S) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₀	Z.
2	3341,27	29920,17	29920,34	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ P) ₁	Z.
3	3302,41	30272,07	30272,07	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ P) ₁	Z.
2	3276,54	30511,24	30511,54	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ D) ₃	K.
2	3209,61	31147,46	31147,28	(¹ S) 6s (³ S) ₂ —(³ D) 6p (³ D) ₂	Z.
2	3199,74	31243,54	31243,50	(¹ S) 6s (³ S) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₁	Z.
5	3175,04	31486,59	31486,77	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (¹ F) ₃	Z.
1	3137,54	31862,90	31863,04	(¹ S) 5d (³ D) ₁ —(³ D) 6p (³ P) ₁	Z.
2	3099,91	32249,67	32249,72	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (¹ F) ₃	Z.
3	2996,76	33359,67	33359,70	(¹ S) 5d (³ D) ₂ —(³ D) 6p (³ F) ₃	Z.

i	λ	ν observé	ν calculé	Interprétation	Observations
4	2957,49	33802,61	33801,16	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ P ₂	Z.
2	2925,09	34176,99	34177,43	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(² D) 6p ³ P ₁	K.
1	2921,89	34214,44	34213,96	(² D) 5d ³ F ₂ —(² P) 6p ³ D ₃	
2	2915,88	34284,94	34285,22	(² D) 5d ³ F ₂ —(² P) 6p ³ D ₂	K.
10	2878,64	34728,43	34728,46	(² D) 5d ³ F ₂ — a_2	Z. K.
7	2698,32	37049,11	37049,65	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(² P) 6p ³ D ₂	K.
6	2694,07	37107,62	37107,57	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(² P) 6p ³ D ₁	K.
10	2593,44	38547,18	38547,66	(¹ S) 5d ⁵ D ₂ —(² P) 6p ³ D ₃	Z. attribué à I III à tort.
8	2588,68	38618,14	38618,92	(¹ S) 5d ⁵ D ₂ —(² P) 6p ³ D ₂	K.
3	2584,77	38676,60	38676,84	(¹ S) 5d ⁵ D ₂ —(² P) 6p ³ D ₁	
			38676,29	(¹ S) 5d ⁵ D ₄ —(² P) 6p ³ D ₃	
8	2564,40	38983,78	38984,66	(¹ S) 5d ⁵ D ₃ —(² P) 6p ³ D ₃	Z. K.
5	2559,70	39055,37	39055,94	(¹ S) 5d ⁵ D ₃ —(² P) 6p ³ D ₂	
3	2559,28	39061,78	39062,16	(¹ S) 5d ⁵ D ₂ — a_2	
6	2530,98	39498,52	39499,16	(¹ S) 5d ⁵ D ₃ — a_2	
8	2502,99	39940,18	39941,08	(¹ S) 6s ³ S ₁ —(² P) 6p ³ D ₂	
6	2499,31	39998,98	39999,00	(¹ S) 6s ³ S ₁ —(² P) 6p ³ D ₁	
10d	2464,67	40561,11	40561,62	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(² P) 6p ³ D ₂	renversée.
6	2461,10	40619,94	40619,54	(¹ S) 5d ³ D ₁ —(² P) 6p ³ D ₁	
0	2437,88	41006,80	41004,86	(¹ S) 5d ³ D ₁ — a_2	
6	2335,45	42805,15	42804,75	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(² P) 6p ³ D ₃	
5	2331,54	42876,94	42876,01	(¹ S) 5d ³ D ₂ —(² P) 6p ³ D ₂	
3	2307,68	43320,21	43319,25	(¹ S) 5d ³ D ₂ — a_2	
2	2288,68	43679,81	43679,96	(¹ S) 6s ³ S ₂ —(² P) 6p ³ D ₃	
1	2284,90	43752,06	43751,24	(¹ S) 6s ⁵ S ₂ —(² P) 6p ³ D ₂	
1	1937,97	51600,4	51600,5	¹ S ₀ —(¹ S) 5d ³ D ₁	superposition d'autres raies probable.
7	1914,81	52224,5	52221,0	¹ S ₀ —(¹ S) 6s ³ S ₁	
1	1814,57	55109,5	55112,4	¹ S ₀ —(¹ S) 5d ³ D ₁	classée I III ou II.
1	1607,66	62202,2	62203,9	¹ S ₀ —(² D) 5d ³ D ₁	
1	1485,71	67317,9	67308,9	¹ D ₂ —(¹ S) 6s ⁵ S ₂	
4	1466,63	68183,5	68184,1	¹ D ₂ —(¹ S) 5d ³ D ₂	classée I I ou II.
1	1418,59	70493,5	70498,5	¹ D ₂ —(¹ S) 5d ³ D ₁	
1	1406,16	71115,7	71119,0	¹ D ₂ —(¹ S) 6s ³ S ₁	classée I II ou III.
3	1380,48	72438,6	72441,2	¹ D ₂ —(¹ S) 5d ⁵ D ₂	
2	1352,32	73947,0	73949,9	³ P ₁ —(¹ S) 6s ⁵ S ₂	classée I II ou I.
5	1336,45	74825,1	74825,1	³ P ₁ —(¹ S) 5d ³ D ₂	classée I II ou III.
4	1296,39	77137,3	77139,5	³ P ₁ —(¹ S) 5d ³ D ₁	classée I II ou I.
8	1285,87	77768,4	77760,0 77778,5	³ P ₁ —(¹ S) 6s ³ S ₁ ³ P ₀ —(¹ S) 5d ³ D ₁	

<i>i</i>	λ	ν observé	ν calculé	Interprétation	Observations
5	1275,48	78401,9	78399,0	$^3P_0 - (^1S) 6s \ ^3S_1$	
4	1250,50	79968,0	79967,9	$^1D_2 - (^2D) 6s \ ^3D_2$	
00	1239,96	80647,8	80651,4	$^3P_1 - (^1S) 5d \ ^3D_1$	
10	1233,97	81039,2	81039,9	$^3P_2 - (^1S) 6s \ ^3S_2$	
1	1232,93	81106,3	81101,9	$^1D_1 - (^1D) 5d \ ^3D_1$	
1	1230,16	81290,4	81290,4	$^3P_0 - (^1S) 5d \ ^3D_1$	
4	1220,81	81912,8	81915,1	$^3P_2 - (^1S) 5d \ ^3D_2$	
4	1205,84	82929,7	82927,1	$^1D_2 - (^2D) 5d \ ^3D_3$	
2	1199,59	83361,9	83360,0	$^1D_2 - (^2D) 5d \ ^3D_2$	
3	1198,77	83418,9	83414,9	$^3P_1 - (^2D) 5d \ ^3F_2$	
2	1190,73	83982,1	83977,4	$^1D_2 - (^2D) 5d \ ^1D_2$	
3	1187,25	84228,3	84229,5	$^3P_2 - (^1S) 5d \ ^3D_1$	
1	1184,07	84454,5	84452,3	$^1D_1 - b_3$	
3	1178,55	84850,0	84850,0	$^3P_2 - (^1S) 6s \ ^3S_1$	
6	1166,37	85736,1	85734,2	$^3P_2 - (^1S) 5d \ ^3D_3$	
5	1160,48	86171,2	86172,2	$^3P_2 - (^1S) 5d \ ^3D_2$	
4	1139,66	87745,5	87741,4	$^3P_2 - (^1S) 5d \ ^3D_1$	
			87742,9	$^3P_1 - (^2D) 5d \ ^3D_1$	
2	1131,46	88381,4	88381,9	$^3P_0 - (^2D) 5d \ ^3D_1$	
2	1111,10	90000,9	90001,0	$^3P_1 - (^2D) 5d \ ^3D_2$	
3	1104,88	90507,6	90505,9	$^3P_2 - (^2D) 5d \ ^3F_2$	
1	1103,48	90622,4	90618,4	$^3P_1 - (^2D) 5d \ ^1D_2$	
0	1085,30	92140,4	92140,2	$^3P_2 - (^2D) 6s \ ^3D_1$	
1	1067,22	93701	93699	$^3P_2 - (^2D) 6s \ ^3D_2$	
1	1034,62	96654	96658	$^3P_2 - (^2D) 5d \ ^3D_3$	
0	1030,01	97086	97091	$^3P_2 - (^2D) 5d \ ^3D_2$	
00	1023,65	97690	97708	$^3P_2 - (^2D) 5d \ ^1D_2$	?
2	1018,59	98175	98183	$^3P_2 - b_3$	
0	872,37	114630	114632	$^3P_0 - (^1S) 6d \ ^3D_1$	
00	821,11	121786	121784	$^3P_3 - (^1S) 6d \ ^3D_3$	?

longueurs d'onde mesurées par Kerris dans la région où ses mesures sont nettement les meilleures; les raies en question sont notées par M. ou K. Les raies dont la longueur d'onde a été mesurée sur les clichés d'effet Zeeman sont indiquées par un L. Au-dessous de 2000 Å. les longueurs d'onde sont celles publiées ici-même, ce sont des longueurs d'onde dans le vide.

En regard de chaque raie figure la classification proposée et le nombre d'onde calculé avec les valeurs admises pour les termes.

Les raies dont Wood et Kimura, ou Murakawa ont publié la structure hyperfine sont indiquées par un W. ou un M'.

Les raies sur lesquelles j'ai publié plus haut des indications d'effet Zeeman sont notées par un Z.

Analyse des effets Zeeman. — Dans beaucoup de cas il est possible de comprendre les effets Zeeman et de calculer les valeurs de g sans faire intervenir la structure hyperfine qui n'apporte qu'un trouble peu important lorsque les deux termes qui se combinent ont une structure petite. Mais si un des termes ou les deux ont une structure large l'analyse des effets Zeeman est bien plus compliquée, il faut tenir compte du recouvrement des composantes très élargies. On se trouve surtout en présence de cas d'espèce, nous allons en examiner quelques-uns, les plus nets, à titre exemple.

$$\text{raie } 5774,84 \text{ \AA. ; } ({}^4\text{S})5d^3D_2^0 - ({}^4\text{S})6p^5P_1 : \\ (0,00) ; (0,49 - 0,90) ; 1,35 \pm 0,08.$$

Le centre est fin et intense. Murakawa a étudié la structure hyperfine de cette raie, la structure du terme 3P_1 est faible, on peut déterminer la valeur du coefficient de couplage du noyau pour le terme ${}^3D_2^0$: $a = 0,152 \text{ cm.}^{-1}$. Admettons que l'effet Paschen-Back de la structure hyperfine soit complet. On peut calculer la largeur des composantes Zeeman issues des termes de ${}^3D_2^0$ dont la valeur de m_j est ± 1 ; cette largeur est : $5 \times 0,152 \text{ cm.}^{-1} = 0,76 \text{ cm.}^{-1}$ ou en unités Lorentz dans le champ utilisé 0,52. La large tache $(0,49 - 0,90)$ correspond à la transition :

$${}^3D_2^0(m_j = +1) \rightarrow {}^5P_1(m_j = +1).$$

On en déduit :

$$g({}^3D_2^0) - g({}^5P_1) = \frac{1}{4} (0,49 + 0,90).$$

L'étude d'autres raies permet de calculer $g({}^3P_1)$ d'où une valeur de $g({}^3D_2^0)$ que d'autres raies contrôlent et précisent.

raie $5496,82 \text{ \AA.}$; $(^4\text{S})6s^5\text{S}_2^0 - (^4\text{S})6s^5\text{P}_1$:
 $0,00$; $0,35 - 0,65$; $1,02 - 1,70$; $2,264$.

Le centre est fin, intense et de nature π . La figure 14 montre le schéma de la décomposition. Voir aussi planche I.

L'étude de la structure de cette raie effectuée par Murakawa permet de calculer le coefficient a pour le terme S_2^0 : $a = 0,086 \text{ cm.}^{-1}$. On calcule comme ci-dessus les largeurs des composantes qu'il est possible de prévoir, en unités Lorentz : $0,00$; $0,29$; $0,59$. On interprète la tache $0,35 - 0,65$

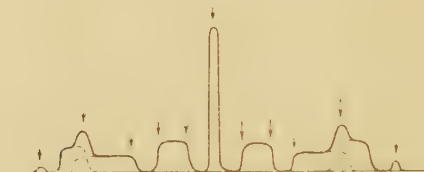


Fig. 14.

comme une composante de largeur $0,29$ et on a une relation entre les valeurs de $g(^3\text{S}_2^0)$ et $g(^3\text{P}_1)$

$$|(g(^3\text{S}_2^0) - g(^3\text{P}_1))| = \frac{1}{2}(0,35 + 0,65) = 0,50.$$

La composante extrême $2,264$ est très fine et faible, elle est émise par une transition $^3\text{S}_2^0(m_j = 0) \rightarrow ^3\text{P}_1(m_j = \pm 1)$. La finesse de cette raie confirme le fait que la structure hyperfine du terme P_1 est petite. Cette composante donne directement la valeur de $g(^3\text{P}_1)$. Les autres composantes sont plus à l'intérieur de la raie, donc : $g(^3\text{S}_2^0) < g(^3\text{P}_1)$.

L'aspect de la décomposition n'est pas du tout normal. La composante π la plus intense en réalité, celle qui est à l'intérieur, a son intensité répartie sur une grande largeur, elle

paraît moins intense que la seconde. On a pointé le bord intérieur qui est dégagé et la partie où les deux composantes se recouvrent. En utilisant le pointé du bord intérieur on a une nouvelle relation entre $g(^5S_2^0)$ et $g(^5P_1)$.

$$2g(^5S_2^0) - g(^5P_1) = 1,02 + \frac{1}{2} \times 0,59.$$

On peut aussi utiliser le pointé de la partie où deux composantes σ se recouvrent, mais l'interprétation est moins sûre.

Remarque. — La largeur des composantes π des deux raies précédentes peut être considérée comme une confirmation de la valeur du moment nucléaire de l'iode. Si on interprète la largeur totale des structures de ces raies avec le moment $i = \frac{7}{2}$ indiqué par Tolansky les coefficients de couplage des termes $^3D_2^0$ et $^3S_2^0$ deviennent $0,118 \text{ cm.}^{-1}$ et $0,071 \text{ cm.}^{-1}$; la largeur des composantes π observées qui comprendraient alors 8 raies serait $0,57$ et $0,34$ au lieu de $0,52$ et $0,29$ avec $i = \frac{5}{2}$. L'expérience indique $0,51$ et $0,30$, elle est en faveur de la valeur $i = \frac{5}{2}$.

Les cas cités ci-dessus sont des cas très favorables; il y a un seul terme dont la structure hyperfine soit forte, on connaît la grandeur de cette structure, les valeurs de j ne sont pas très fortes et il y a des composantes Zeeman relativement bien séparées. Souvent l'interprétation est bien plus difficile et seule la comparaison entre les décompositions de plusieurs raies permet de faire le calcul des valeurs de g , calcul pénible et peu précis. Il est nécessaire d'observer une grande prudence dans les interprétations. Des effets Zeeman qui au premier abord écartent une raie de la place que son nombre d'onde lui assigne, sont parfaitement admissibles. Ainsi la raie $5496,82 \text{ Å. } (^5S_2^0 - ^5P_1)$, peu posée donne une décomposi-

tion : (0,00 ; 1,70 $\text{\AA}^2$ qui à première vue semble en désaccord avec ce qu'on sait sur les valeurs de $g(\text{S}_2^2)$ et $g(\text{P}_1)$.

Pour les raies 4806,42 $\text{\AA}$. et 4249,70 $\text{\AA}$. dont la structure hyperfine est grosse, j'ai admis que les règles de sélection relatives au quantum magnétique m , étaient mal suivies ; l'effet Paschen-Back est incomplet.

La valeur de g des termes dont la structure est faible est connue en général à 0,01 ou 0,02 près, si la précision espérée est un peu meilleure on donne un chiffre au delà des centièmes. La valeur de g des termes à grosse structure est connue avec beaucoup moins de précision. Les résultats montrent que les couplages sont tout à fait anormaux dans la plupart des configurations électroniques.

Discussion de la classification. — Les termes fondamentaux montrent une inversion partielle des termes ^1P , le même phénomène se présente pour les termes fondamentaux de SeI. On connaît tous les termes de la configuration s^2p^4 , leurs intervalles sont assez anormaux, on peut chercher si les théories qui permettent de prévoir les écarts des termes dans les couplages intermédiaires entre le couplage (L. S.) et le couplage ($j. j.$) se vérifient. Dans l'hypothèse d'un couplage intermédiaire et pour cette configuration où tous les électrons sont équivalents, Goudsmit a donné ⁽¹⁾ les formules qui doivent relier les valeurs des termes. Il y a 5 termes, un seul a pour quantum interne 1, on prend le niveau de ce terme comme origine. Les niveaux E_2 ou E_0 des termes dont la valeur de j est 2 ou 0 sont donnés par les formules (1) et (2).

$$(1) \quad E_2^* - (2X - 3A)E_2 - 4AX = 0$$

$$(2) \quad E_0^* - 5XE_0 + 5AX - 9A^2 = 0$$

X est un paramètre proportionnel à l'énergie de couplage

(1) *Phys. Rev.*, 34 (1929), p. 1327.

des électrons entre eux et A est proportionnel à l'énergie du couplage spin-orbite de chaque électron.

A partir des termes dont le quantum interne est 1 ou 2 on peut calculer les valeurs des paramètres X et A à l'aide de la formule (1).

$$X = 4\,100 \qquad A = 2\,884.$$

On peut en utilisant la formule (2) prévoir la position des termes dont la valeur de j est 0.

	Niveau prévu	niveau observé
3P_0	149 748	149 631
1S_0	127 700	123 453

La position du terme 3P_0 est prévue de manière très satisfaisante, celle du terme 1S_0 est moins bien vérifiée.

Les termes de la configuration $5s^25p^3(^1S)6p$ indiqués par Murakawa dénotent un couplage pas très anormal, la désignation ne présente pas d'ambiguïté. Le tableau IV permet de suivre l'évolution des termes analogues dans les spectres de F II, Cl II, Br II et I II.

TABLEAU IV

Terme	(3p) F II	(4p) Cl II	(5p) Br II	g obs.	(6p) I II	g obs.	g L.
3P_1	79580,55 11,33	63414,37 40,57	59436,24 135,36	2,51	56885,21 107,54	2,26	2,50
3P_2	79569,22 19,55	63373,80 72,27	59300,88 358,05	1,83	56747,67 1075,56	1,70	1,83
5P_3	79549,67 5062,38	63301,53 3096,05	58942,83 2658,17	1,69	55672,11 2601,74	1,60	1,67
3P_0	74487,29 — 3,00	60205,48 — 11,66	56284,66 — 272,84	0/0	53070,37 — 1360,29	0/0	0/0
3P_1	74490,27 4,70	60217,14 12,55	56557,50 206,06	1,49	54430,66 969,46	1,51	1,50
3P_2	74485,59	60204,59	56351,44	1,51	53461,20	1,48	1,50

Jusqu'au spectre de Br II inclus, les termes 3P ont des intervalles à peu près normaux, les valeurs de g sont normales. C'est avec le spectre de I II qu'apparaissent de grosses anomalies ; les écarts entre les termes de quintuplets et triplets deviennent de l'ordre des intervalles entre termes de même multiplicité. Les intervalles et les effets Zeeman deviennent anormaux. Le terme P_3 au début entre P_1 et P_2 passe peu à peu au delà de P_2 ; le déplacement de ce terme et le rapprochement des termes 3P semblent n'avoir aucune influence sur les valeurs de g des termes 3P qui restent normales.

La règle de la somme des g ne s'applique pas à cette famille prise isolément dans la configuration $6p$.

La famille de termes $(^3D)6p$ est beaucoup plus anormale que la précédente. En se basant pour donner des noms aux termes sur les effets Zeeman, les intensités des combinaisons, les règles d'intervalle et la comparaison avec les spectres analogues, on obtient des classifications qui ne sont pas complètement concordantes. Aucune dénomination n'indique pleinement les propriétés des termes. Dans ces conditions, la notation Russel-Saunders ne peut être appliquée qu'en suivant l'évolution des termes d'un spectre à un autre et elle conserve alors un intérêt surtout en rappelant cette évolution. Nous avons attaché une importance particulière à la comparaison avec les spectres analogues, malheureusement il manque encore des relais entre le spectre de I II et les spectres normaux, certaines dénominations sont donc un peu douteuses.

Les seuls termes dont la désignation semble à peu près confirmée par toutes les propriétés sont les termes 3P_0 , P_1 , 3D_1 , D_3 situés sur les bords du groupe.

En l'absence d'effet Zeeman utilisable et faute de connais-

sances assez précises sur le reste du spectre, il n'est pas impossible que les termes attribués à la famille (2P) $6p$ appartiennent en réalité à une autre famille (1S) $7p$ par exemple.

On peut chercher à vérifier la règle de la sommation des g sur les deux familles de termes de la configuration $6p$ dont on connaît les valeurs de g . Les résultats figurent dans le tableau V.

TABLEAU V. — Familles (1S) $6p$ et (2D) $6p$.

Termes	g obs.	g L.	Termes	g obs.	g L.	Termes	g obs.	g L.
(4S) 5P_3	1,60	1,67	(4S) 5P_2	1,70	1,83	(4S) 5P_1	2,26	2,50
			3P_1	1,48	1,50	3P_1	1,51	1,50
(2D) 3D_3	1,18	1,33	(2D) 3D_2	1,16	1,17	(2D) 3D_1	0,89	0,50
3F_3	1,24	1,08	3P_2	1,42	1,50	3P_1	1,40	1,50
1F_3	1,13	1,00	3F_2	0,87	0,67	1P_1	1,00?	1,00
	5,15	5,08	1D_2	1,02	1,00		7,06	7,00
				7,65	7,67			

Le terme (2D) 1P_1 est inconnu, si la valeur de g est à peu près normale les vérifications se font toutes avec la précision qu'on peut espérer, malgré l'absence des termes de la famille (2P) $6p$.

Les termes impairs assez nombreux se combinent aux termes des configurations $5s^25p^4$ et $5s^25p^36p$, ils se groupent dans deux régions qui doivent correspondre respectivement aux configurations $5s^25p^46s$ ou $5d$ d'une part et $5s^25p^37s$ ou $6d$ d'autre part. Les termes possibles dans ces configurations sont très nombreux, les valeurs de g observées ne sont pas des valeurs normales, on n'a pas obtenu de termes permettant de trier avec sécurité les termes des configurations s et d ; toutes ces raisons font que les attributions sont seulement très probables.

Les termes $6s\,S_2^{\circ}$ et $6s\,S_1^{\circ}$ étaient correctement classés par Murakawa, les valeurs de g sont les plus fortes trouvées dans le groupe, ces termes donnent des combinaisons intenses et le premier le plus profond des termes impairs a une grosse structure hyperfine. Le terme désigné $7s\,S_2^{\circ}$ a une forte valeur de g , c'est bien vraisemblablement l'homologue de $6s\,S_2^{\circ}$. Les séries S_1° et S_2° doivent avoir la même limite, ceci désigne le terme $7s\,S_1^{\circ}$.

Le point de départ des autres désignations a été l'identification des termes $(^1S)6d\,D^{\circ}$. On remarque aux environs de 34000 cm.^{-1} un groupe de termes assez serrés qui donnent des combinaisons intenses avec les termes $(^1S\,6p)\,P$, ne se combinent pas avec les termes 3P et dont les valeurs de g conviennent à peu près. Ce multiplet présenté dans le tableau VI est fort anormal.

On a désigné les termes $(^1S)5d\,D^{\circ}$ en cherchant des termes homologues des précédents.

Les autres désignations sont basées sur les propriétés des termes et sur la comparaison avec les spectres analogues, Cl II et Te I notamment. La position des termes $(^1S)5d\,D_1^{\circ}$ et $^1D_1^{\circ}$ est bien celle que les spectres analogues permettent de prévoir, mais les valeurs de g sont très anormales et la désignation est particulièrement douteuse.

Potentiel d'ionisation. — On dispose pour calculer les valeurs absolues des termes de 7 séries de deux termes en plus des 2 séries $6s$ et $7s\,S^{\circ}$ et S_1° utilisées par Murakawa. Toutes ces séries doivent avoir même limite. Les 7 nouveaux groupes ont des limites bien concordantes entre elles mais pas d'accord avec la limite trouvée par Murakawa. Il faudrait augmenter les valeurs absolues des termes de $2\,250\text{ cm.}^{-1}$. Provisoirement nous n'avons pas effectué cette correction.

TABLEAU VI

Multiplet (4S) $6p$ 5P — (4S) $6d$ $^3D^0$.

Termes	$^5D_4^0$ (1, 45) 34248,94 (47,90)	$^5D_3^0$ (1, 43) 34296,93 (—40,79)	$^5D_2^0$ (1, 43) 34256,14 (—424,87)	$^5D_1^0$ (1, 44) 33831,27 (541,95)	$^3D_0^0$ (0, 00) 34373,22
5P_3 (1, 60) 55672,11 (1075,56)	(10) 4666,51 21423,94 (48,35)	(8) 4676,93 21375,59 (—40,52)	(4) 4668,08 21416,11 (1075,37)		
5P_2 (1, 70) 56747,67 (107,54)	(15) 4452,90 22450,99 (—40,49)	(15) 4444,89 22491,48 (—425,05)	(4) 4362,44 22916,53 (107,51)		
5P_1 (2, 26) 56885,21		(10) 4423,74 22598,98 (—425,06)	(6) 4342,07 23024,04 (542,15)	(8) 4446,78 22481,89	

Le potentiel d'ionisation de I II est de $156\,082\text{ cm.}^{-1}$, soit 19,3 volts, avec correction 19,5 volts. Nous admettrons 19,4 volts.

Conclusion. — Les résultats obtenus montrent que ce spectre présente, grâce à l'élargissement des multiplets, de grosses anomalies. Il sera intéressant de suivre la progression de ces anomalies quand on connaîtra mieux les spectres analogues.

Nous avons classé plus de 200 raies, identifié plus de 50 termes, mais l'étude de ce spectre très copieux n'en est encore qu'à son début. Les raies classées sont parmi les plus intenses, mais il en reste de fort intenses non classées. Nous n'avons pas observé de termes du type $5s5p^5P^o$ analogues à ceux reconnus dans les spectres de F II et Cl II, mais il semble qu'une partie au moins des raies intenses qui existent entre $1\,500\text{ Å.}$ et $2\,000\text{ Å.}$ peut s'interpréter au moyen de termes appartenant à des configurations de type $5s5p^4\ n\ s, p\text{ ou }d$.

CONCLUSION

Nous avons étendu la connaissance des spectres du brome et de l'iode du côté des petites longueurs d'onde dans la région de Schumann et séparé dans cette région les raies des divers ordres d'excitation. Nous donnons des listes de raies en grande partie nouvelles : 180 raies pour le brome et 400 raies pour l'iode.

Nous avons pu étudier l'effet Zeeman des spectres de ces éléments sur un grand nombre de raies grâce à un dispositif nouveau très lumineux. Nous donnons des listes d'effets Zeeman : 26 raies du spectre de Br I, 182 raies du spectre de Br II et 244 raies du spectre de I II.

Le dispositif employé pour l'étude de l'effet Zeeman, dangereux à première vue, s'est révélé en réalité parfaitement

utilisable et son grand avantage consiste dans sa luminosité. Il serait cependant imprudent de croire qu'on pourrait obtenir ainsi dans tous les cas des résultats satisfaisants ; l'emploi d'une décharge entretenue de haute fréquence, mais dont les lignes de courant seraient parallèles au champ magnétique, présenterait, si on pouvait l'obtenir, peut-être les mêmes avantages et offrirait plus de sécurité.

Le spectre d'arc du brome était déjà en grande partie classé. Nous avons contrôlé et retouché la classification. Nous donnons la valeur de g d'une vingtaine de termes. En ce qui concerne le spectre de Br II, nous classons 26 raies et nous indiquons 14 termes avec leurs valeurs de g . Nous avons observé quelques effets Paschen-Back qui sont analysés.

Nous avons vérifié la valeur du moment nucléaire de l'iode qui est bien $5/2$. Le nombre des raies classées du spectre I II passe de 26 à 209, le nombre des termes connus de 12 à 54 ; les valeurs de g sont connues pour 39 de ces termes. Nous avons identifié les termes fondamentaux et le potentiel d'ionisation est de 19,4 volts.

Grâce à ces résultats le spectre I II est maintenant mieux connu que beaucoup d'autres spectres analogues, en particulier en ce qui concerne les valeurs de g . Nous avons pu dans quelques cas observer comment varient les propriétés des termes d'un spectre à un autre, mais il faudra encore poursuivre l'étude de tous les spectres de ce type avant de pouvoir suivre dans tous les détails l'évolution des propriétés des termes.

Ce travail a été effectué au laboratoire de physique de l'Ecole normale supérieure où M. Henri Abraham a bien voulu me permettre de travailler plusieurs années, je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour les facilités matérielles qu'il m'a accordées à son laboratoire et les précieux conseils qu'il m'a donnés. M. Eugène Bloch m'a fait bénéfi-

cier de sa grande expérience en spectroscopie et il a suivi constamment mon travail; c'est en collaboration avec lui que les effets Zeeman obtenus sur les raies de Br II ont été utilisés, je le remercie bien vivement pour son appui, ses très utiles conseils et l'intérêt qu'il a porté à tout mon travail. C'est pour moi un devoir de remercier également M. Brubat et M. Léon Bloch qui m'ont fait profiter de leur expérience et mes camarades du laboratoire de physique de l'Ecole normale dont l'aide m'a été souvent fort utile.

J'adresse enfin mes remerciements au comité de la caisse nationale des Sciences pour les subventions qu'il m'a accordées et qui m'ont permis d'effectuer ce travail.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La largeur des raies spectrales en astronomie.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 2 juillet 1934.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

